Office Pat
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 18. Ausgegeben am 15. September 1927. No. 742. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Meißner, Untersuchungen am Quarz. S. 621—625.

D. Nasledow und P. Scharawsky, Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von der Stromstärke in der Röntgenröhre. S. 625—632.

A. Haas, Über die Ableitung der fundamentalen relativitäts-theoretischen Sätze aus der Broglieschen Hypothese der Phasenwellen. S. 632—634.

E. Badareu, Über die Wirkung der Stöße langsamer Kationen auf Lithiumchlorid im Hochvakuum. S. 634—637.

H. Mayer, Zur Ionenbeweglichkeit in Gasmischungen. S. 637—644.

Besprechungen:

F. R. Lipsius, Wahrheit und Irrtum in der Relativitätstheorie. S. 644.

Personalien. S. 644.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Röntgen-Einrichtungen

und Zubehör für

Materialuntersuchungen

KOCH & STERZEL

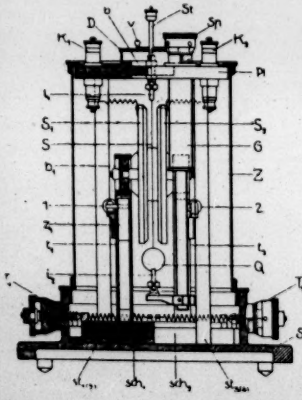
AKTIENGESELLSCHAFT * DRESDEN

Man verlange unsere Druckschriften oder Vertreterbesuch
Vertretungen an allen größeren Plätzen des In- und Auslandes

B 101

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923.
Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 18. 15. September 1927. Redaktionsschluß für No. 20 am 5. Oktober 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Meißner, Untersuchungen am Quarz. S. 621.

D. Nasledow u. P. Scharawsky, Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von der Stromstärke in der Röntgenröhre. S. 625.

A. Haas, Über die Ableitung der fundamentalen relativitätstheoretischen Sätze aus der Broglieschen Hypothese der Phasenwellen. S. 632.

E. Badareu, Über die Wirkung der Stöße langsamer Kationen auf Lithiumchlorid im Hochvakuum. S. 634.

H. Mayer, Zur Ionenbeweglichkeit in Gasmischungen. S. 637.

Besprechungen:

F. R. Lipsius, Wahrheit und Irrtum in der Relativitätstheorie. S. 644.

Personalien. S. 644.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchungen am Quarz.

Von A. Meißner (Telefunken).

Wird eine senkrecht zu einer der drei elektrischen Achsen geschnittene Quarzplatte, z. B. eine runde Scheibe, durch Hochfrequenzschwingungen variabler Frequenz erregt, so beobachtet man an der Platte zwei Längsschwingungen. Man erkennt sie am Auftreten starker Luftströmungen an gegenüberliegenden Stellen des Plattenumfanges[1]). Bei einer kreisrunden Scheibe von 15 mm Ø und 5 mm Dicke lag die eine Eigenschwingung bei der Welle 1665 m, die zweite Eigenschwingung bei der Welle 1160 m. Wird Bärlappsamen vor der Erregung der Platte in die Umgebung derselben gestreut, so wird er im Moment der Erregung fortgeschleudert. Fig. 1 zeigt die Photographie der Scheibe nach der Erregung. Die „Richtungen" der maximalen Erregungen zur optischen Achse in der Quarzplatte können aus der Photographie entnommen werden. Bei der Welle 1665 m ist die Mittellinie der Luftströmungen unter einem Winkel von etwa 71^0 zur optischen Achse geneigt; bei der Welle 1160 m unter einem Winkel von 48^0 nach der anderen Seite der optischen Achse. Die Genauigkeit der Winkelmessung bei dem Versuch dürfte $\pm 2^0$ sein. Sie läßt sich noch steigern. Die Frequenzen der beiden Eigenschwingungen können mit der größten physikalischen Exaktheit bestimmt werden; die Dämpfung der Quarzplatte bei der Welle 1665 m ist nur $2{,}5 \cdot 10^{-4}$, bei der Welle 1160 m $3 \cdot 10^{-4}$.[2]) In einer früheren Veröffentlichung[3]) war angenommen, daß die Verbindungslinien der Ansatzstellen, der stärksten Luftströmungen am Rande der Scheibe, den Neigungen der Atomebenen des größten Atomgewichts gegen die optische Achse entsprechen. Legt man dem Quarzkristall als wahrscheinlichste Struktur Fig. 2 zugrunde, so lassen sich in dieser Struktur durch die *Si*-Atome Ebenen legen, die den durch die obige elektrisch-akustische Er-

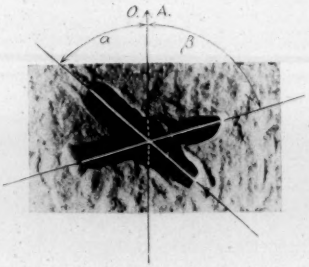


Fig. 1.

regung bestimmten Winkeln entsprechen. In der Struktur finden wir, wie es die Kristallsymmetrie verlangt, im ganzen sechs solche Kristall-Atom-Ebenen, jeder der 3 elektrischen Achsen sind je 2 Ebenen zugeordnet. Strukturebenen durch die Schwerpunkte der Moleküle oder die *O*-Atome, welche den verlangten Winkeln und gleichzeitig den anderen Eigenschaften des Quarzes entsprechen, ließen sich weder bei dieser noch einer anderen Struktur bisher finden. Fig. 2 gibt die Struktur für den linken Kristall. Die Struktur des rechten Kristalls ergibt ebenfalls sechs Ebenen. Hier sind die Ebenen

1) A. Meißner, Zeitschr. f. techn. Physik 1926, S. 585.

2) Die Messungen sind ausgeführt worden von Herrn Dr. F. Michelssen.

3) Zeitschr. für techn. Physik 1927, S. 76.

entsprechend den Versuchen mit Hochfrequenzerregung um denselben Winkel nach der anderen Seite zur optischen Achse geneigt wie beim linken Kristall.

Es ergibt sich somit, daß durch jedes Siliziumatom 6 Strukturebenen der größten Dichte gelegt werden können. Die Schnittlinien dieser Ebenen geben die Richtung von einem Siliziumatom nach den benachbarten 6 Siliziumatomen.

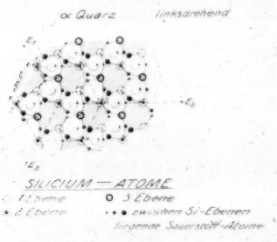


Fig. 2.

Die Entfernung von einem *Si*-Atom zum anderen wäre aus den Röntgenstrahlmessungen zu entnehmen. Man kann sie evtl. aus diesen zu 3, 3$_1$ Å annehmen. Hiermit ist die Struktur der *Si*-Atome im Kristall gegeben (Fig. 3). Es ist ein Rhomboeder, ein in der Richtung der optischen Achse etwas verdrückter Kubus. Die Winkel der *Si*-Ebenen des Rhomboeders gegen die optische Achse sind die oben bestimmten

$$\alpha = -48^0 + 2^0$$
$$\beta = +71^0 + 2^0.$$

Würde man der Struktur (Fig. 3) nur die durch die Röntgenstrahlmessungen bestimmten Konstanten a_0, c_0[1]) ($a_0 = 4{,}9$ Å $c_0 = 5{,}39$ Å) entsprechend Fig. 2 zugrunde legen — diese Konstanten sind noch nicht eindeutig festgelegt —, so würden sich die Winkel α und β

$$\text{zu } \alpha = -44^0 \pm 2^0$$
$$\beta = +63^0 \pm 2^0$$

ergeben. Man erhielte Übereinstimmung mit den Winkeln aus der elektrisch-akustischen Erregung, wenn das Verhältnis $\frac{a_0}{c_0}$ etwas kleiner, die Höhe c_0 der Einheitszelle etwas größer wäre. Da die Abweichung der *Si*-Struktur (Fig. 3) vom Kubus nur gering ist[1]), so kann der Abstand zwischen 2 *Si*-Atomen unter Zugrundelegung einer kubischen Struktur auch aus der Loschmidtschen Zahl (L) und aus dem spezifischen Gewicht (ϱ) des Quarzes berechnet werden. Die Anzahl der *Si*-Atome im Mol ist hier identisch mit der Anzahl der Moleküle im Mol. Unter Annahme von $L = 0{,}606 \cdot 10^{24}$ und $\varrho = 2{,}65$ ergibt sich die Anzahl der *Si*-Atome im cm$^3 = L \cdot \frac{2{,}65}{60{,}3} = 2{,}6_3 \cdot 10^{22}$ und daraus der Abstand der *Si*-Atome $= \frac{1}{\sqrt[3]{2{,}6_3 \cdot 10^{22}}} = 3{,}3_{36}$ Å. Identität mit den Röntgenmessungen ist vorhanden, sobald c_0 etwas größer angenommen wird.

Aus der *Si*-Struktur erhält man die Struktur des Quarzes durch Ergänzung der *Si*-Atome zu SiO_2-Molekülen. Die Ergänzung besteht hier darin, daß an jedes *Si*-Atom in dem Rhomboeder (Fig. 3) die zwei *O*-Atome seitlich angelagert werden. Je nachdem, an welcher Seite an den *Si*-Atomen die 2 *O*-Atome angelagert werden, von einem beliebigen *Si*-Atom in der Struktur beginnend, ergibt sich die Struktur des rechts- oder linksdrehenden Quarzes. Einen guten Überblick über die Quarzstruktur erhält man durch ein Modell, in welchem etwa 8 Strukturzellen nebeneinander entsprechend Fig. 2 angeordnet sind. In dem Modell wurden die Durchmesser

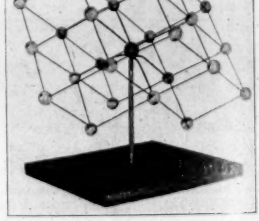


Fig. 3.

der Atome verkleinert, so daß sie gewissermaßen nur die Lage der Schwerpunkte der einzelnen Atome zueinander kennzeichnen. Es tritt in dem Modell die Zusammensetzung der Struktur aus den Einheitszellen, die Bedeutung der Moleküle in der Struktur, die Stellung der

1) W. G. Bragg u. R. E. Gibbs, Proc. Roy. Soc. Vol. 109. S. 405; R. E. Gibbs, Proc. Roy. Soc. Vol. 110, S. 443; R. W. G. Wyckhoff, Zeitschr. f. Kristallogr. Vol. 63. S. 507.

1) Die Winkelabweichung vom Quadrat in den zueinander fast senkrechten Rhomboederflächen ist $\sim 2^0$ bzw. 5^0.

O-Atome im Molekül, der Drehsinn, die 6 *Si*-Atomebenen und der fast kubische *Si*-Rhomboeder sehr deutlich hervor.

Piezoelektrische Messungen. Auf Grund der obigen Struktur wurde seinerzeit versucht[1], an der Einheitszelle die Pyro- und Piezo-Elektrizität als Influenz-Elektrizität elementar zu erklären. Die damaligen Erklärungsversuche behalten ihre Gültigkeit, wenn die Durchmesser der Silizium- und *O*-Atome, entsprechend den neueren Arbeiten von Bragg[2]), miteinander vertauscht werden. Durch die Vertauschung der Durchmesser wird der piezoelektrische Charakter der Zelle nicht geändert. Die genauen physikalischen Zusammenhänge in der Struktur kann eine solche elementare Erklärung nicht geben (siehe die neueren Arbeiten von Born, v. Laue, Heckmann und Hylleraas). In den folgenden Messungen wurde versucht, die Spannung, welche bei Druck in den auf einer Quarzplatte liegenden Elektroden influenziert wird, zu bestimmen. Die Quarzplatten wurden mit einem Fadenelektrometer (Tegetmeyer) bzw. einem Doppelgitterrohr (S- & H. mit Bernsteindurchführung) untersucht[3]).

1. Untersuchung mit dem Elektrometer. Belastet man eine Quarzplatte z. B. von den Dimensionen 16 · 6 · 1,5 mm mit einem Gewicht von 2 kg, so erhält man einen Ausschlag = 3,5 V. Der Ausschlag verklingt in etwa $^1/_2$ Minute, da die Isolation der Versuchsanordnung nicht ausreichend ist. Durch die unzureichende Isolation wird die ungleichnamige Influenz-Elektrizität zur Erde abgeleitet. Wird das Gewicht jetzt abgehoben, so erhält man denselben Ausschlag 3,5 V. nach der entgegengesetzten Seite. Der Ausschlag entspricht der gleichnamigen Influenz-Elektrizität, die bis dahin auf der am Quarze liegenden Elektrode gebunden war. Wartet man nach der Druckbelastung und vor dem Abheben des Gewichtes nicht bis die Ladungen über die Isolationen verklungen sind, sondern erdet die Elektrode für einen Augenblick und hebt dann das Gewicht ab — der übliche Versuch aus der Influenz-Elektrizität —, so erhält man ebenfalls den Ausschlag von 3,5 Volt, die gleichnamige Elektrizität. Die an einer Quarzplatte gemessenen Elektrometer-Ausschläge sind dadurch stark beeinträchtigt, daß die Nutzkapazität, die Kapazität an den piezoelektrischen Flächen, gegen die Kapazität des Meßinstrumentes gering ist. Das Verhältnis zwischen Nutz- und Instrument-Kapazitäten wird günstiger durch Übereinanderschichten mehrerer piezoelektrischer Platten mit wechselnder Polarität. Auf jede Platte wird eine Elektrode gelegt[1]). Die gleichnamigen Elektroden werden parallel geschaltet. Alle Quarzplatten werden gemeinsam von demselben Gewicht, z. B. 2 kg, belastet. Es wurden bei veränderter Plattenzahl, die beim

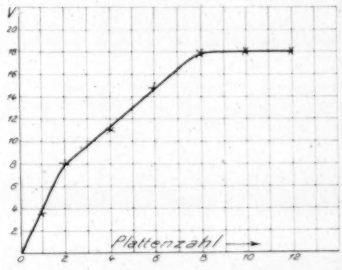


Fig. 4.

Aufsetzen und Abheben des Gewichtes entstehenden Spannungen gemessen. Die Spannungen sind gleich groß.

Anzahl der Platten	Spannungen
1	3,3 V.
2	8 — 9 V.
4	11 V.
6	13_5 — 14_5 V.
8	18 V.
10	18 V.
12	18 V.

Bei steigender Plattenzahl, steigender Nutzkapazität nähert sich die vom Quarz bei dem Druck von 2 kg auf der Elektrode erzeugte Influenzspannung einem Grenzwert von 18 Volt (Fig. 4). Bei einem Druck von etwa 12 kg, d. i. 0,2 kg pro 1 mm² wird eine Influenzspannung von 100 V. erreicht.

1) A. Meißner, Zeitschr. f. techn. Physik 1927, S. 76.
2) Bragg, Proc. Roy. Soc. Vol. 110, S. 34. Vol. 111, S. 691.
3) Die Messungen sind ausgeführt worden von Herrn Dr. K. Heegener.

1) Bei allen Versuchen wurden die Quarzplatten immer vorher mit Flußsäure gereinigt. Entsprechend S. 624 werden durch die Flußsäure alle Moleküle, die nicht zu einer vollständigen Strukturzelle gehören und die piezoelektrische Wirkung stören würden, da sie in loserer Bindung mit der Struktur sind, leicht abgelöst.— Besonders zu achten ist bei allen piezoelektrischen Versuchen auf sehr gute Isolation. Eindeutigere Resultate erhält man meist durch Untersuchung der Platten in Paraffinöl. Die Oberflächenleitung wird durch das Öl unterdrückt.

2. Untersuchung mit dem Doppelgitterrohr. Die Quarzplatte wird zunächst mit ihrer negativen Seite (Fig. 5) an das Doppelgitterrohr gelegt. Wird das Gewicht von 2 kg auf die Platte gesetzt, so sinkt der Ruhestrom $36 \cdot 10^{-6}$ A. in der Anodenleitung auf $5 \cdot 10^{-6}$ A. Der Anodenstrom geht innerhalb von 10—30 sec auf den Ruhestrom zurück. Beim Abheben des Gewichtes tritt ein kleiner Ausschlag nach der entgegengesetzten Seite auf.

Wird die Platte umgekehrt mit ihrer positiven Seite an das Gitter gelegt, so entsteht durch Druck ein ganz geringer vorübergehender Ausschlag, dagegen entsteht jetzt beim Abheben des Gewichtes das volle Absinken von $36 \cdot 10^{-6}$ A. auf $5 \cdot 10^{-6}$ A. Beim Zwischenlegen eines isolierenden Papiers (Exzelsiorseide) zwischen Gewicht und Quarzplatte geht der Ausschlag bei Belastung und Entlastung ebenfalls von $36 \cdot 10^{-6}$ A. auf $5 \cdot 10^{-6}$ A. zurück. Die Influenzwirkungen des Quarzes auf die Elektrode sind hier also die gleichen wie ohne Papierzwischenlage. Werden bei den Versuchen mit der Doppelgitterröhre übereinandergeschichtete Quarzplatten verwendet, wie im Versuch (1), so sind alle Ausschläge wesentlich gesteigert. Sie reichen aber nicht für die Anzeige mit einem gewöhnlichen Verstärkerrohr ohne Bernsteinisolation aus.

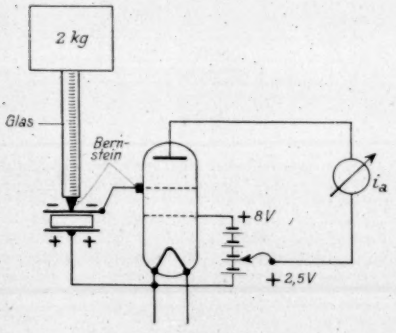


Fig. 5.

Festigkeitseigenschaften. Der Begriff des Moleküls (SiO_2) scheint im Quarzgitter erhalten geblieben zu sein. Das Molekül besteht aus einem *Si*-Atom und 2 seitlich angelagerten *O*-Atomen. Wenn eine Zelle mechanisch gesprengt wird. (Ausschneiden einer Platte aus dem Kristall), lassen sich immer nur ganze Moleküle abtrennen, und zwar werden immer 2 Moleküle abgetrennt, das dritte Molekül bleibt dagegen fest im Verband der nicht gesprengten Nachbarzelle, in welchem es durch die zwei nicht gesprengten Nachbarmoleküle festgehalten wird. Würde das dritte Molekül nicht im Verband der Nachbarzelle bleiben, und würde nicht das Molekül als Ganzes erhalten bleiben, so wäre es unmöglich, piezoelektrische Platten mit solcher physikalischen Gleichförmigkeit herzustellen, wie wir sie bei den ganz primitiven technischen Schneideverfahren erhalten. Auch das Verhalten des Quarzes gegen Flußsäure stützt die obige Annahme über die Quarzstruktur. Das Auflösungsvermögen ist in Richtung der Achse 11 mal größer als senkrecht dazu. In Richtung der Achsen wird ein Molekül nach dem anderen am Ende der Zellen aus dem Zellenverband gelöst. Es ist hier nur die Bindung mit einem Molekül zu lösen. Senkrecht zur Achse muß das Molekül aus dem Zellverband, aus der sehr festen Bindung mit den zwei benachbarten Molekülen, herausgerissen werden. Ist, wie

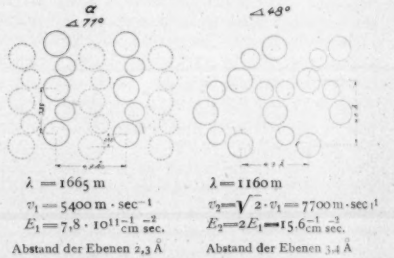


Fig. 6.

beim geschmolzenen Quarz, keine Struktur, gar keine Kristallbildung zwischen den einzelnen Molekülen vorhanden (die Zahl der Moleküle pro Volumeneinheit ist beim geschmolzenen Quarz angenähert die gleiche wie beim kristallisierten Quarz; sein spezifisches Gewicht ist $\varrho = 2{,}21$ gegen 2,65 beim kristallisierten Quarz), so ist das Auflösungsvermögen der Flußsäure wesentlich größer (100).

Elastische Eigenschaften des Quarzes. Diese sind untersucht von Savart und Voigt[1]). Voigt gibt als Dehnungskoeffizienten an

E	parallel der Achse	$9{,}7 \cdot 10^{-8}$
E	unter $+45^0$ zur optischen Achse	$7{,}6 \cdot 10^{-8}$
E	unter -45^0 „ „ „	$11{,}8 \cdot 10^{-8}$
E	senkrecht „ „ „	$12{,}7 \cdot 10^{-8}$

E hat hier in einer Platte senkrecht geschnitten zu einer elektrischen Achse ein Maximum bzw. ein Minimum bei einem Winkel von -48^0 und $+71{,}3^0$ zur optischen Achse.

1) F. Savart, Pogg. Ann. **16**, 206, 1829; W. Voigt Pogg. Ann. **33**, 464, 1887.

Nach der elektrisch akustischen Erregungsmethode ergeben sich für die Ebenen der stärksten Schallerregung die gleichen Neigungswinkel zur optischen Achse. Der Winkel $+ 71^0$ wurde gefunden durch Erregung der Quarzplatte von 15 mm Durchmesser ($\varnothing$) bei einer Welle λ_1 von 1665 m, der Winkel $- 48^0$ durch Erregung bei einer Welle λ_2 von 1160 m[1]). Berechnet man nach Cady und Giebe aus den Eigenschwingungen der Scheibe die Schallgeschwindigkeit entsprechend $n \cdot 2\varnothing = v$[2]); so ist $v_1 = 5400$ m/sec, $v_2 = 7700$ m/sec. Es verhält sich also $v_1 : v_2$ wie $\lambda_2 : \lambda_1$, wie $1 : \sqrt{2}$. Da $v = \sqrt{\frac{E}{\varrho}}$ (E = Elastizitätsmodul, ϱ Dichte), folgt $E_2 = 2E_1$. Da die Dichte der Moleküle, der Si-Atome, ihre Anzahl pro Volumeneinheit, für beide Wellen und Richtungen als konstant angenommen werden kann ($\varrho = 2{,}65$) ergibt sich aus $v = \sqrt{\frac{E}{\varrho}}$

$$E_1 = 7{,}8 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm^{-1}\,sec^{-2}}$$
$$E_2 = 15{,}6 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm^{-1}\,sec^{-2}}$$

Werte, die für die betreffenden Richtungen angenähert mit den Voigtschen übereinstimmen.

Fig. 6a gibt aus dem Strukturmodell die Anordnung der Atome, in den der Welle 1665 m entsprechenden Atomebenen. Die punktierten Atome liegen in den Ebenen in $\pm$ 2,3 Å Abstand. Fig. 6b gibt auch die Anordnung der Atome in den Ebenen der Welle 1160 m. Die größeren Kreise entsprechen in der Figur den Si-Atomen. Die Durchmesser der Si- und O-Atome sind in der Fig. 6 evtl. miteinander zu vertauschen. An der Anordnung der Atome zueinander ändert sich dadurch nichts.

1) A. Hund gibt die Eigenschwingungen zahlreicher Quarzkreisscheiben, Proc. of Inst. Rad. Eng. S. 9, 1926.
2) Giebe, Zeitschr. f. Physik **33**, 335, 1925.

(Eingegangen 26. August 1927.)

Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von der Stromstärke in der Röntgenröhre.

II. Mitteilung.

Von D. Nasledow und P. Scharawsky.

In einer Reihe von Arbeiten[1]) haben die Verfasser versucht, die Abhängigkeit zwischen der Intensität sowohl der charakteristischen Linien von Röntgenspektren als auch der Gesamtstrahlung einerseits und der Stärke des die Röntgenröhre durchfließenden Stromes anderseits zu erörtern.

Untersuchungen der charakteristischen Linien $CuK\alpha$, $CuK\beta$, $MoK\alpha$, $MoK\beta$, $PdK\alpha$, $PdK\beta$, $AgK\alpha$ und der Gesamtstrahlung von Mo, Pd, Ag und W mittels der Braggschen Ionisationsmethode ergaben folgende Feststellungen:

1. Die Intensität der Gesamtstrahlung sowie der charakteristischen Linien nimmt nur bis zu einer bestimmten Grenze proportional der Stromstärke zu.

2. Diese Grenze bzw. dieser „kritische" Milliampèrewert ist bei verschiedenen Elementen verschieden.

3. Der kritische Punkt entspricht für Cu (29) — 4 M. A., für Mo (42), Pd (46), Ag (47) — ungefähr 6 M. A., für W (74) — ca. 8 M. A.; d. h. je höher die Atomnummer des Elements ist, desto größer ist die dem kritischen Punkte entsprechende Stromstärke.

4. Die Lage des Wendepunktes ist für das gegebene Element unabhängig von der Spannung an der Röhre.

5. Jenseits des kritischen Punktes besteht eine lineare Abhängigkeit der Intensität von der Stromstärke, die Proportionalität hört aber auf.

6. Die Größe des Winkels zwischen den beiden Abschnitten der Intensitätskurve hängt von der Spannung ab, namentlich nimmt der Winkel mit steigender Spannung ab.

Ohne einstweilen eine theoretische Erklärung dieser Erscheinung vorzuschlagen, halten wir zunächst für notwendig, eine Reihe von Arbeiten zu deren genaueren Erörterung vorzunehmen; es soll vor allem die Möglichkeit ausgeschlossen werden, der beobachtete Effekt sei abhängig von etwaigen Veränderungen im Brennfleck.

Allerdings hat schon Behnken[1]) die Frage über die Änderungen des Brennfleckes mit der Stromstärke untersucht; seine Arbeit hat gezeigt, daß bis zu 6 M. A. sich keine Änderungen nachweisen lassen. Da aber in unseren Arbeiten die Stromstärke beinahe 14 M. A. erreichte, konnten wir uns bei der Lösung der aufgestellten Frage nicht mit dem Ergebnis von Behnken begnügen.

Die Frage wurde in zweierlei Richtung studiert:

1) D. Nasledow und P. Scharawsky, Zeitschr. f. Phys. **41**, 155, 1927; ebenda, **42**, 870, 1927; Physik. Zeitschr. **28**, 549, 1927.

1) Behnken, Zeitschr. f. Phys. **3**, 1920.

1. Wurden die Brennflecke nach der Lochkammermethode gemessen.

2. Wurde die Braggsche Anordnung durch eine andere ersetzt.

In dieser Arbeit berichten die Verfasser über die Ergebnisse ihrer Messungen der Gesamtintensität von *Cu*, *Mo*, *Ag* und *W* nach einem Verfahren zur Bestimmung des Ionisationsstromes, das sich von dem als bisher von ihnen angewendeten gänzlich unterscheidet.

Zu diesem Zwecke bedienten wir uns des wissenschaftlich-technischen Instruments, das meist in der medizinischen Praxis zur Messung der Röntgenstrahlendosis Anwendung findet, *V* des sogegenannten Dosimeters der Firma Siemens & Halske.

Das Prinzip des Dosimeters (Fig. 1) ist im wesentlichen das Folgende. Durch das Loch im Bleischirm *AA* gelangen die Strahlen in die Fingerhut-

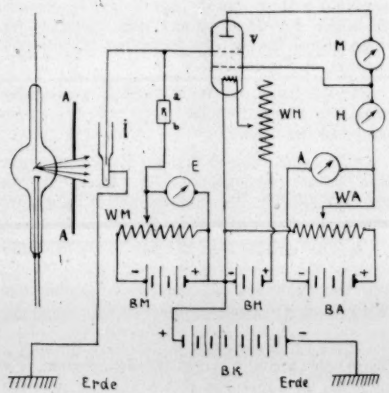


Fig. 1.

kammer *I*; indem sie die Luft in der Kammer ionisieren, erzeugen sie einen Strom von bestimmter Stärke, der den Widerstand *R* zu durchfließen hat. Die Akkumulatorenbatterie *BK* liefert eine Spannung, die zur Erzeugung eines Sättigungsstromes genügt. Dank dem hochatmigen Widerstand *R* von der Größenordnung 10^9 Ohm entsteht zwischen *a* und *b* ein bedeutendes Potentialgefälle, das nach dem Ohmschen Satz von der Stärke des Ionisationsstromes abhängt; letzterer stellt aber das Maß der Strahlungsintensität dar. Da die Charakteristik der Kathodenlampe *V*, d. h. die Abhängigkeit zwischen dem Anodenstrom und dem Gitterpotential bekannt ist, erhält man beim Ablesen der Angaben des Galvanometers *M* die Werte der Stärke des Anodenstromes, welche dem oder jenem Potentialgefälle zwischen *a* und *b* entsprechen. Eine detailliertere Beschreibung des Instruments ist im Prospekte der Firma Siemens & Halske zu finden.

Die Messungsresultate werden in den nachstehenden Tabellen zusammengefaßt; in der ersten vertikalen Spalte werden die M. A. angegeben, in den folgenden fünf, die Angaben des Galvanometers, in der siebenten, der Mittelwert aus fünf Ablesungen, in der achten endlich — der Ionisationsstrom, berechnet nach der Charakteristik der Kathodenlampe.

Die Intensitätsuntersuchung im Fall von *Cu* wurde bei 30 und 50 K. V. max. von 1 bis 12 M.A., bei 70 K.V. max., von 1 bis 10,2 M. A. ausgeführt.

Tabelle I.

Cu, 30 K. V. (max.)

M. A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	17,5	17,6	17,7	17,6	17,8	17,6	0,115
2	34,8	34,8	34,8	34,6	35,0	34,8	0,232
3	48,3	48,3	48,4	48,6	48,5	48,4	0,335
4	63,0	62,8	62,5	62,6	63,0	62,8	0,450
5	71,0	71,0	71,0	71,0	71,0	71,0	0,522
6	78,5	78,8	78,8	78,8	79,8	78,9	0,598
7	88,0	88,1	87,8	87,5	87,7	87,8	0,688
8	98,5	97,8	97,0	97,2	97,5	97,0	0,795
9	102,2	103,8	103,8	103,8	103,8	103,5	0,870
10,2	108,0	110,0	110,2	110,2	110,2	109,7	0,950
12	117,0	117,0	117,0	117,0	117,0	117,0	1,055

Tabelle II.

Cu, 50 K. V. (max.)

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	13,0	13,0	13,1	13,1	13,1	13,1	0,085
2	26,8	26,8	26,8	26,9	26,9	26,8	0,175
3	39,0	39,0	39,0	39,0	39,0	39,0	0,265
4	51,0	50,5	50,0	50,0	50,0	50,5	0,350
5	59,8	59,7	59,5	59,5	59,2	59,5	0,423
6	68,5	68,0	68,0	67,8	67,7	68,0	0,495
7	75,5	75,8	75,8	76,0	75,8	75,8	0,568
8	84,0	82,8	84,0	83,8	84,5	83,8	0,643
9	90,0	91,0	91,5	91,3	91,0	91,0	0,720
10,2	97,0	97,8	97,8	98,0	98,0	97,7	0,795
12	107,0	107,1	107,2	107,3	107,3	107,2	0,915

Tabelle III.

Cu, 70 K. V. (max.)

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	9,0	8,9	9,0	8,9	9,0	9,0	0,059
2	18,2	18,1	18,2	18,1	18,1	18,1	0,118
3	27,0	27,0	26,9	26,8	26,8	26,9	0,176
4	35,0	35,6	35,7	35,3	35,5	35,4	0,240
5	42,5	43,0	42,8	42,9	42,9	42,8	0,292
6	49,6	49,8	50,0	49,2	49,8	49,7	0,346
7	56,0	56,2	56,0	56,0	56,8	56,2	0,395
8	63,6	63,0	62,8	63,2	63,9	63,1	0,452
9	68,5	68,5	68,3	68,5	68,3	68,4	0,500
10,2	74,5	74,2	75,0	75,5	75,5	74,9	0,558

Wenn man diese Resultate graphisch darstellt, indem man auf der Abszissenachse die M. A. Werte, auf der Ordinatenachse den Ionisationsstrom aufträgt, erhält man folgende Kurven (Fig. 2 bis 4).

Es ist zu ersehen, daß wir auch bei der Anwendung des Dosimeters zu völlig analogem Bilde gelangt sind, wie bei den Messungen mittels

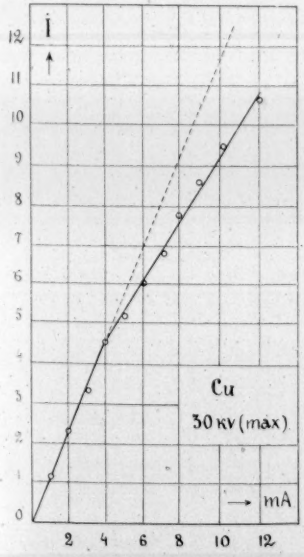


Fig. 2.

der Braggschen Anordnung. Der kritische Punkt der Gesamtintensität von Kupfer sowie derjenige von einzelnen charakteristischen Linien liegen in der Nähe von 4 M. A.; der Bruch-

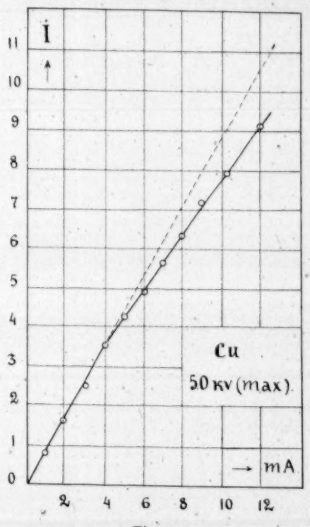


Fig. 3.

winkel nimmt beim Übergange zu höheren Spannungen außerordentlich deutlich ab.

Mo wurde bei 30 und 50 K. V. max. von 1 bis 13,8 M. A. und bei 70 K. V. von 1 bis 10,2 M. A. untersucht.

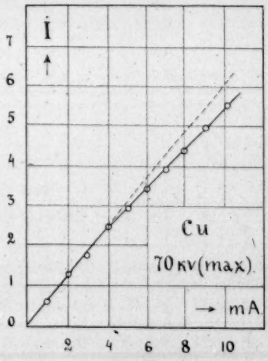


Fig. 4.

Die nachstehenden Tabellen enthalten die Messungsresultate mit *Mo*.

Tabelle IV.

Mo, 40 K. V. (max.)

M A	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	19,5	19,5	19,8	19,5	19,2	19,5	0,128
2	34,6	34,2	34,8	34,2	34,6	34,5	0,236
3	50,8	50,8	50,9	50,8	50,8	50,8	0,355
4	63,5	64,0	64,2	63,6	63,4	63,7	0,460
5	74,2	75,5	75,2	74,8	75,0	74,9	0,560
6	83,8	83,3	83,5	83,8	83,8	83,6	0,645
7	90,5	90,6	90,8	90,8	91,0	90,7	0,718
8	100,0	101,6	100,6	100,5	100,8	100,7	0,833
9	107,8	107,2	106,8	107,6	107,5	107,4	0,920
10,2	113,0	112,8	112,8	112,2	112,5	112,7	0,990
12	120,0	120,0	119,1	118,8	118,9	119,4	1,095
13,8	124,5	123,8	124,8	125,0	125,5	124,7	1,190

An den Fig. 5 bis 7 sind diese Ergebnisse graphisch dargestellt.

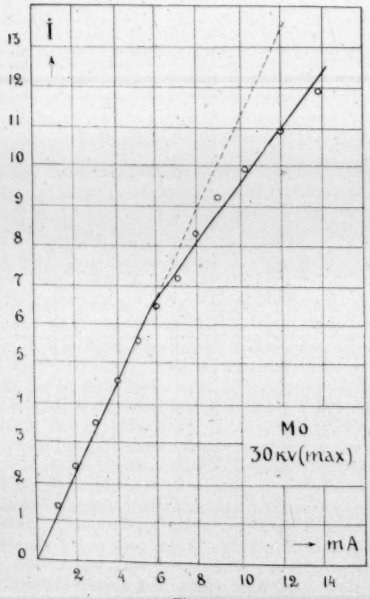


Fig. 5.

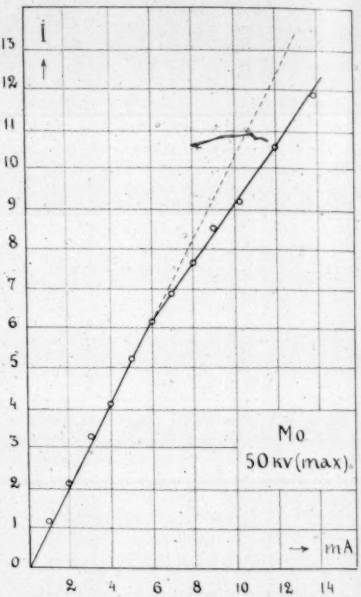


Fig. 6.

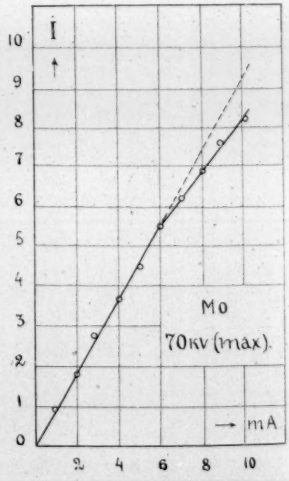


Fig. 7.

Tabelle V. *Mo*, 50 K. V. (max.)

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	17,8	17,8	17,8	17,9	17,9	17,8	0,116
2	32,0	32,0	32,0	32,0	32,0	32,0	0,220
3	47,3	47,2	47,2	47,0	47,2	47,2	0,330
4	57,3	57,8	57,9	58,1	58,0	57,8	0,410
5	70,0	70,0	69,8	69,0	69,5	69,7	0,515
6	80,0	80,0	80,5	80,8	80,5	80,4	0,615
7	87,5	88,0	88,0	87,3	87,9	87,7	0,685
8	96,5	96,3	96,2	95,8	95,2	96,0	0,775
9	102,9	103,0	103,0	102,9	102,9	102,9	0,860
10,2	108,0	108,0	108,0	107,9	107,9	108,0	0,924
12	117,5	117,5	117,3	117,5	118,2	117,6	1,064
13,8	125,4	125,2	125,1	125,0	125,1	125,2	1,195

Tabelle VI. *Mo*, 50 K. V. (max).

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	14,2	14,2	14,2	14,2	14,6	14,3	0,094
2	28,1	28,0	28,1	28,0	28,0	28,0	0,184
3	42,0	41,5	41,5	41,3	41,2	41,5	0,285
4	53,2	53,2	53,0	54,0	53,5	53,4	0,378
5	62,5	62,0	62,1	63,0	63,5	62,6	0,450
6	72,0	72,2	72,5	72,0	72,6	72,3	0,538
7	80,8	80,8	80,8	81,0	81,2	80,9	0,615
8	85,5	88,0	88,0	87,8	88,0	87,5	0,683
9	95,0	94,0	94,5	95,0	94,6	94,6	0,760
10,2	100,0	101,0	99,8	100,2	100,2	100,2	0,825

Tabelle VII. *Ag*, 30 K. V. (max).

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	13,9	13,9	14,0	13,9	14,0	13,9	0,090
2	27,0	27,1	27,2	27,2	27,0	27,1	0,178
3	39,8	39,8	39,8	39,8	39,3	39,7	0,270
4	48,8	48,7	49,0	49,0	48,7	48,8	0,340
5	58,5	59,0	59,0	59,2	59,8	59,1	0,420
6	68,0	66,8	67,0	67,0	67,0	67,2	0,490
7	74,2	73,9	74,2	74,0	74,0	74,1	0,550
8	80,7	80,0	80,2	80,0	80,2	80,2	0,608
9	88,5	88,0	88,2	88,1	88,5	88,3	0,690
10,2	93,5	93,6	93,6	94,0	93,5	93,6	0,750
12	102,0	102,0	101,5	101,5	101,5	101,7	0,845
13,8	107,6	107,8	107,5	107,5	107,6	107,6	0,920

Auch in diesem Falle liegen die erwarteten Resultate vor, da der kritische Punkt für *Mo* ungefähr 6 M. A. entspricht.

Ferner werden die Messungsresultate mit *Ag* bei 30 und 50 K. V. max von 1 bis 13,8 M. A. und bei 70 K. V. max von 1 bis 12 M. A. anführt.

Tabelle VIII.

Ag, 50 K. V. (max).

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	15,6	15,4	15,3	15,2	15,8	15,5	0,101
2	28,2	28,5	28,0	28,8	29,2	28,5	0,187
3	40,5	40,3	40,5	41,0	41,0	40,7	0,280
4	51,6	52,0	52,0	51,3	52,5	51,9	0,365
5	61,0	61,0	61,0	61,0	61,0	61,0	0,438
6	70,8	70,8	70,8	70,8	70,8	70,8	0,525
7	78,5	78,8	78,0	77,0	77,0	77,7	0,588
8	85,2	85,0	85,2	85,8	86,0	85,4	0,664
9	93,8	93,5	93,5	93,8	93,9	93,7	0,750
10,2	99,5	99,2	99,8	99,5	99,5	99,5	0,820
12	109,0	108,0	108,0	108,0	108,0	108,2	0,930
13,8	114,2	115,0	115,2	115,2	115,3	115,0	1,025

Tabelle IX.

Ag, 70 K. V. (max).

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	11,3	11,3	11,0	11,2	11,2	11,2	0,073
2	22,2	22,2	22,2	22,2	22,2	22,2	0,146
3	33,8	33,5	33,2	33,5	33,5	33,5	0,228
4	42,2	43,0	43,0	42,5	42,5	42,7	0,292
5	50,5	51,0	51,0	51,8	51,8	51,2	0,360
6	60,0	60,0	60,0	60,0	60,1	60,0	0,430
7	66,0	65,5	66,0	66,0	65,5	65,8	0,478
8	74,0	74,0	74,0	73,5	73,5	73,8	0,548
9	79,0	78,8	79,0	79,5	79,2	79,1	0,600
10,2	86,0	86,5	86,5	86,5	86,5	86,4	0,673
12	95,2	95,0	95,0	94,8	94,8	95,0	0,765

Die graphische Darstellung ergibt folgende Kurven (Fig. 8 bis 10). Der kritische Punkt liegt ebenfalls bei 6 M. A. Endlich ergab die Untersuchung von *W* bei 30, 50 und 70 K. V. (max) von 1 bis 10,2 M. A. folgende Resultate (Tab. 10 bis 12).

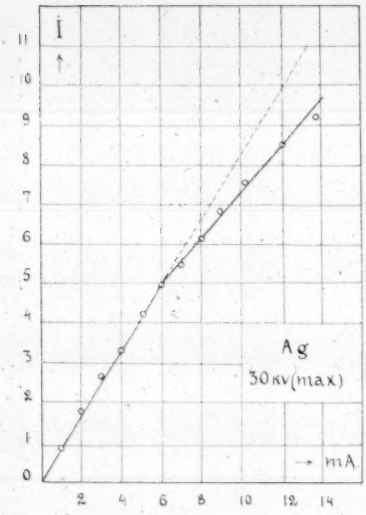


Fig. 8.

Tabelle X. W, 30 K. V. (max.)

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	12,5	12,0	12,5	12,4	12,3	12,3	0,080
2	22,5	22,6	22,5	22,2	23,2	22,4	0,146
3	32,8	33,2	32,8	32,6	32,8	32,6	0,220
4	42,2	42,4	41,8	41,8	41,6	41,9	0,290
5	50,0	49,5	50,8	51,0	51,1	50,5	0,350
6	60,5	60,5	60,0	61,2	61,0	60,6	0,433
7	69,5	69,0	69,2	69,0	69,5	69,2	0,508
8	76,0	76,0	76,5	76,4	76,5	76,3	0,575
9	81,8	82,0	82,4	82,0	82,5	82,1	0,630
10,2	87,5	87,3	88,0	88,2	87,5	87,8	0,688

Tabelle XI. W, 70 K. V. (max.)

M.A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_0	E
1	18,2	18,2	18,2	18,0	18,0	18,1	0,118
2	32,0	32,0	32,0	32,1	32,1	32,0	0,218
3	46,0	45,8	45,5	45,0	45,0	45,4	0,315
4	56,0	56,8	56,7	56,7	56,7	56,6	0,400
5	67,8	67,5	67,0	67,0	67,0	67,3	0,490
6	76,0	76,2	76,0	76,0	76,0	76,0	0,570
7	85,8	85,8	85,8	85,2	85,0	85,5	0,665
8	94,4	94,0	94,2	93,5	93,6	93,9	0,755
9	100,0	99,8	99,2	99,2	99,3	99,5	0,820
10,2	107,2	108,0	108,2	108,2	107,0	107,7	0,925

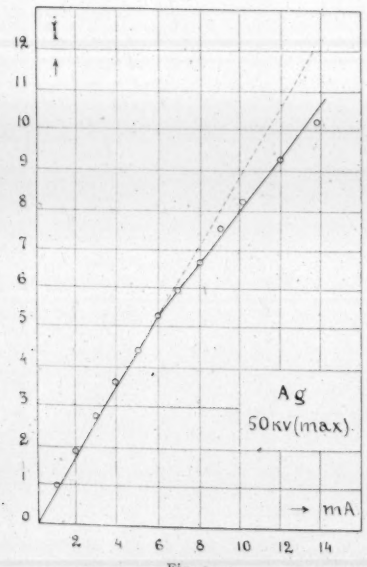


Fig. 9.

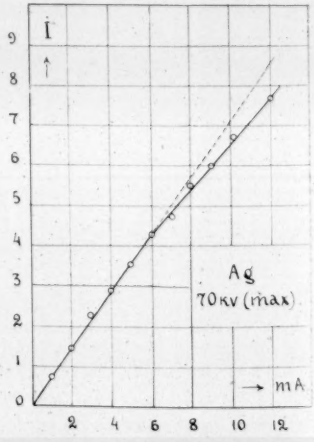


Fig. 10.

Tabelle XII.

W, 70 K. V. (max).

M. A.	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_6	E
1	13,3	13,8	13,6	13,7	13,7	13,6	0,089
2	25,0	24,2	24,7	24,3	24,2	24,5	0,164
3	34,8	35,0	34,2	35,0	34,5	34,7	0,236
4	44,6	44,3	44,0	44,0	43 5	44,1	0,302
5	52,3	51,5	51,5	52,0	52,0	51,9	0,363
6	61,5	61,2	61,0	60 0	60,0	60,7	0,432
7	69,0	68,8	68,3	68,8	69,0	68,8	0,503
8	75,0	75,0	75,0	75,0	75,0	75,0	0,560
9	81,0	81 5	81,7	81,5	81,5	81,4	0,622
10,2	88,2	88,2	88,2	89,0	89,0	88,5	0,695

Die Fig. 11 und 13 stellen diese Ergebnisse graphisch dar.

Wir sind also zu dem Schlusse berechtigt, daß der Übergangspunkt für die Gesamtintensität von *W* ungefähr 8 M. A. entspricht. In allen Fällen haben wir also eine völlige Übereinstimmung mit den Messungen der Gesamtintensität mittels der Braggschen Anordnung erhalten.

Es ist zu vermerken, daß an einigen Kurven die Lagerung der Punkte längs einer Geraden nicht immer befriedigend war. Dieser Umstand läßt sich durch die Eigentümlichkeiten des Dosimeters erklären, bei dessen Angaben manchmal gewisse Schwankungen möglich sind.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung der Gesamtintensität der Röntgenstrahlungen von *Cu*, *Mo*, *Ag* und *W* mittels eines Dosimeters berechtigt zu folgenden Schlüssen.

1. Die Zunahme der Gesamtintensität von *Cu* wird durch dieselbe Gesetzmäßigkeit bestimmt, wie diejenige der Intensität einzelner Spektrallinien des Kupfers; in beiden Fällen läßt sich ein kritischer Wendepunkt bei 4 M. A. beobachten.

2. Im Fall von *Mo* und *Ag* wurden die Ergebnisse der früheren Messungen der Gesamtintensität bestätigt, die sich mit denjenigen der Gesamtintensitätsmessungen einzelner charakteristischer Linien decken; der kritische Punkt entspricht ungefähr 6 M. A.

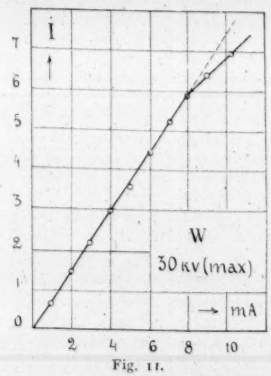


Fig. 11.

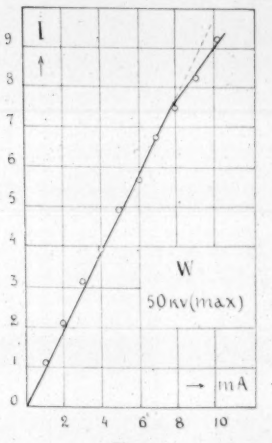


Fig. 12.

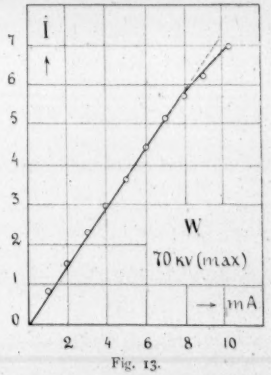


Fig. 13.

3. Der kritische Punkt beim Wolfram liegt in der Nähe von 8 M. A., wodurch die Beobachtungen über die Gesamtintensität mittels Ionisationsmessung bestätigt werden.

Es läßt sich also sagen, daß die angeführten Resultate für alle studierten Elemente im vollen Einklange sind mit den 6 Punkten, die im Anfang dieser Mitteilung bei der Beschreibung des zu untersuchenden Effektes aufgestellt worden sind, und die früher mittels der Bragg'schen Ionisationsmethode sowohl für die Gesamtintensität als auch für charakteristische Linien festgestellt wurden.

Kiew, Röntgen-Physikalisches Laboratorium des Röntgeninstituts, Mai 1927.

(Eingegangen 15. Mai 1927.)

Über die Ableitung der fundamentalen relativitäts-theoretischen Sätze aus der Broglie'schen Hypothese der Phasenwellen.

Von Arthur Haas.

Im Sinne der Theorie de Broglies werde für die folgenden Betrachtungen lediglich angenommen, daß erstens der Raum von Wellengruppen erfüllt sei, deren Gruppengeschwindigkeit (v) der Wellengeschwindigkeit (u) umgekehrt proportional sei; zweitens, daß sich die Energie dieser Wellen aus Energieelementen von der Größe $h\nu$ zusammensetze, wobei h das elementare Wirkungsquantum und ν die Frequenz bedeuten. Durch das Produkt uv ist dann eine universelle Konstante bestimmt, die die Dimension eines Geschwindigkeitsquadrates haben muß und daher mit w^2 bezeichnet werde; es ist also

$$uv = w^2. \tag{1}$$

Andererseits folgt bekanntlich aus der Wellenlehre, daß die Gruppengeschwindigkeit mit der Wellengeschwindigkeit durch die Beziehung verknüpft ist

$$\frac{1}{v} = \frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu}. \tag{2}$$

Setzen wir für u den Wert aus Gl. (1) ein, so finden wir somit

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{w^2}\frac{d(v\nu)}{d\nu}$$

oder

$$w^2\, d\nu = v^2\, d\nu + \nu\, d\left(\frac{v^2}{2}\right).$$

Hierfür können wir mit Rücksicht darauf, daß w^2 eine universelle Konstante ist, auch schreiben

$$\frac{d\nu}{\nu} = -\frac{1}{2}\frac{d(w^2 - v^2)}{w^2 - v^2}.$$

Die Integration ergibt die Beziehung

$$\ln \nu = \ln \frac{1}{\sqrt{w^2 - v^2}} + \ln C,$$

wobei C eine Konstante bedeutet; also

$$\nu = \frac{C}{w\sqrt{1 - \frac{v^2}{w^2}}}. \tag{3}$$

Multiplizieren wir diese Gleichung mit dem elementaren Wirkungsquantum, so erhalten wir auf der linken Seite nach der zweiten Grundannahme die Energie eines Wellenquants, also eines Materieteilchens, als das sich der Energieknoten der Welle manifestiert. Wir wollen nun eine neue Konstante mittels der Beziehung einführen

$$K = \frac{hC}{w^3}. \tag{4}$$

Dann wird die Energie

$$E = \frac{K}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{w^2}}} w^2. \tag{5}$$

Wir bilden nun den Differentialquotienten der Energie nach der Geschwindigkeit. Die Bedeutung dieses Differentialquotienten ergibt sich ohne weiteres aus elementaren mechanischen Betrachtungen. Erteilen wir der bewegten Masse eine Geschwindigkeitsvermehrung von der Größe dv in longitudinaler Richtung, nämlich in der tatsächlichen augenblicklichen Bewegungsrichtung, so erfährt dadurch die lebendige Kraft, und somit auch die Energie, eine Vermehrung um den Betrag

$$dE = \frac{P_1}{b_1} v\, dv, \tag{6}$$

wobei P_1 die longitudinale, die Geschwindigkeitsvermehrung bewirkende Kraft und b_1 die durch sie hervorgebrachte „longitudinale" Beschleunigung bedeuten. In der elementaren Mechanik kann natürlich für P_1/b_1 einfach die Masse gesetzt werden; für die folgende Betrachtung möge

jedoch die gleichbedeutende, etwas kompliziertere Schreibweise gewählt werden.

Nun folgt aus Gl. (5) durch Differentiation nach der Geschwindigkeit

$$\frac{dE}{dv} = \frac{Kv}{\left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right)^{\frac{3}{2}}},$$

und somit wird

$$\frac{P_1}{b_1} = \frac{K}{\left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right)^{\frac{3}{2}}}. \qquad (7)$$

Wir wenden nun das zweite Newtonsche Bewegungsgesetz an, demzufolge in vektorieller Hinsicht die Kraft gleich ist dem zeitlichen Differentialquotienten des durch das Produkt aus Masse und Geschwindigkeit gemessenen Impulses, ohne jedoch für die zeitliche Differentiation die Masse von vornherein als konstant anzusehen [vor welcher Willkür ja auch jemand, der nie etwas von Relativitätstheorie gehört hat, durch den Anblick der Gl. (7) gewarnt werden müßte]. Wir schreiben also vektoriell das zweite Newtonsche Bewegungsgesetz in der Form

$$\mathfrak{P} = \frac{d(m\mathfrak{v})}{dt} \qquad (8)$$

und zerlegen diese Gleichung in zwei Beziehungen; eine soll für die longitudinale Komponente der Kraft, also die Komponente in der Bewegungsrichtung P_1 gelten, die andere für die transversale Komponente P_2, nämlich für die zu der ersten senkrechte Komponente in der Ebene der augenblicklichen Bewegung. Die longitudinalen Komponenten der Beschleunigung mögen mit b_1 und b_2 bezeichnet werden; die longitudinale Komponente der Geschwindigkeit ist einfach v, während die transversale verschwindet. Daher läßt sich die vektorielle Gleichung (8) wie folgt zerlegen:

$$\begin{cases} P_1 = m b_1 + v \dfrac{dm}{dt} \\ P_2 = m b_2. \end{cases} \qquad (9)$$

Wir dividieren nun die erste dieser beiden Gleichungen durch b_1 und beachten zugleich, daß nach der bekannten Beziehung der elementaren Mechanik die longitudinale Komponente der Beschleunigung gleich ist dem zeitlichen Differentialquotienten des Geschwindigkeitsbetrages, also

$$b_1 = \frac{dv}{dt}; \qquad (10)$$

dann wird

$$\frac{v}{b_1}\frac{dm}{dt} = v\frac{dm}{dv},$$

und daher nimmt nach erfolgter Division durch b_1 die erste der beiden Gleichungen (9) auf Grund der Gl. (7) die Form an

$$\frac{K}{\left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right)^{\frac{3}{2}}} = m + v\frac{dm}{dv}. \qquad (11)$$

Die Integration dieser Differentialgleichung ergibt

$$m = \frac{K}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{w^2}}}. \qquad (12)$$

In der Tat wird ja dann

$$m + v\frac{dm}{dv} = \frac{K}{\left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right)^{\frac{1}{2}}} + \frac{K\frac{v^2}{w^2}}{\left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right)^{\frac{3}{2}}} = \frac{K}{\left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right)^{\frac{3}{2}}}.$$

Für den Fall der Ruhe wird

$$m_0 = K, \qquad (13)$$

weshalb wir im Folgenden die Konstante K durch die Ruhemasse m_0 ersetzen wollen.

Für $v = w$ wird nach Gl. (12) die Masse unendlich, und wir ersehen daraus, daß nur in dem ausgezeichneten Sonderfall, daß die mechanische und die Wellengeschwindigkeit untereinander und mit der universellen Geschwindigkeit w übereinstimmen, ein Wellenknoten von der Ruhemasse Null einen von Null verschiedenen Energiebetrag besitzt und umgekehrt bei dieser Geschwindigkeit nur für einen Wellenknoten von der Ruhemasse Null die Energie endlich bleibt. Es erscheint daher die Annahme gerechtfertigt, daß die universelle Geschwindigkeit w diejenige ist, mit der die „imponderablen", aber gleichwohl Energie aufweisenden Quanten des Lichtes fortschreiten. Wir dürfen also wohl die universelle Konstante w mit der Lichtgeschwindigkeit (c) identifizieren.

Schreiben wir also m_0 statt K, und c statt w, so nimmt die Gl. (12) die Form an

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (14)$$

Es ist dies die bekannte relativistische Formel, die die Abhängigkeit der Masse von der

Geschwindigkeit ausdrückt. Andererseits können wir auf Grund der Gl. (14) nunmehr die Gl. (5) in der Form schreiben

$$E = mc^2, \tag{15}$$

und dies ist wiederum der bekannte Ausdruck für den Satz von der Trägheit der Energie, für den Satz von der Identität von Energie und Masse. Aus der Gl. (7) folgt die bekannte Formel für die longitudinale Masse, nämlich

$$m_{\text{long}} = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}, \tag{16}$$

während aus der zweiten der beiden Gleichungen (9) die Übereinstimmung der transversalen Masse mit der aus der Impulsgleichung (8) abgeleiteten und durch die Gl. (14) ausgedrückten Impulsmasse folgt. Aus Gl. (14) folgt auch, daß die mechanische Geschwindigkeit eines Körpers, der eine von Null verschiedene Ruhemasse aufweist, nie die Lichtgeschwindigkeit erreichen, geschweige denn sie überschreiten kann.

Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, daß sich bei Umkehrung eines Gedankenganges, der sich bereits bei de Broglie findet, leicht die Lorentz-Transformation für die Zeit ergibt. Eine Phasenwelle ist ja durch die Gleichung beschrieben

$$S = A \sin\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{u}\right)\right]. \tag{17}$$

Gehen wir nun zu einem System über, für das der sich als Materieteilchen manifestierende Wellenknoten ruht, so muß für dieses System nach Gl. (1) der reziproke Wert der Wellengeschwindigkeit u verschwinden, also Gl. (17) die Form annehmen

$$S = A \sin\left(2\pi\nu' t'\right). \tag{18}$$

Andererseits ist

$$\frac{h\nu}{c^2} = m, \qquad \frac{h\nu'}{c^2} = m_0 \tag{19}$$

und somit nach Gl. (14)

$$\nu' = \nu\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \tag{20}$$

Die Gleichsetzung

$$\nu\left(t - \frac{x}{u}\right) = \nu' t'$$

ergibt somit bei Berücksichtigung von Gl. (1)

$$t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{21}$$

also die bekannte Lorentz-Transformation für die Zeit.

Das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit scheint übrigens aus der Gl. (5) zu folgen. Denn eine bewegte Lichtquelle sendet mit Energie ausgestattete Lichtstrahlen auch rückwärts, was infolge des Fehlens einer Ruhemasse (im leeren Raum) bei den Lichtquanten nach Gl. (5) nicht möglich wäre, wenn nicht auch von einer bewegten Lichtquelle die Lichtquanten nach allen Richtungen mit derselben universellen Geschwindigkeit c fortschreiten würden.

Zusammenfassung.

Aus den beiden, der Theorie de Broglies eigentümlichen Vorstellungen, daß 1. der Raum von Wellengruppen erfüllt ist, deren Gruppengeschwindigkeit der Wellengeschwindigkeit umgekehrt proportional ist und 2. diese Wellen sich aus Energieelementen $h\nu$ zusammensetzen, werden abgeleitet: die relativistische Formel für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit, der Satz von der Masse der Energie, die Formeln für die longitudinale und die transversale Masse und die Lorentz-Transformation der Zeit.

Wien (Universität), 7. August 1927.

(Eingegangen 11. August 1927.)

Über die Wirkung der Stöße langsamer Kationen auf Lithiumchlorid im Hochvakuum.

Von Eugen Badareu.

Es ist allgemein bekannt, daß Kanalstrahlen, die auf Metalle auffallen, eine sekundäre Elektronenemission derselben hervorrufen. Die Versuche von Ohlon[1]) und Völker[2]) haben aber außerdem gezeigt, daß Kanalstrahlen, die auf bestimmte Salze auffallen, auch eine sekundäre Emission positiver Ionen aus denselben verursachen. Diese letztgenannten Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß man Kanalstrahlen, die in einer Kanalstrahlenröhre erzeugt wurden, auf eine Auffängerplatte auffallen ließ, die hinter der Kathode angebracht war, und den elektrischen Strom zwischen Kathode und Auffängerelektrode messend verfolgte.

Es ist klar, daß unter den genannten Bedingungen weder die Natur der Teilchen, die

1) S. E. Ohlon, Verh. d. dtsch. Phys. Ges. **20**, 6, 1918.
2) W. Völker, Ann. d. Phys. **57**, 257, 1918.

auf die Auffängerelektrode fallen, eine einheitliche ist, noch kann die Energie derselben bestimmt definiert werden.

Es wäre daher wünschenswert, die Emission positiver Ionen aus Salzen in Fällen zu beobachten, wo einerseits die Natur der auffallenden Ionen genau bestimmt ist und wo andrerseits deren kinetische Energie exakt gemessen werden kann.

Folglich müßten die oben genannten Untersuchungen im Hochvakuum wiederholt werden, wobei eine Ionenquelle verwendet wird, die positive Ionen genau bekannter Natur liefert; dieselbe dient gleichzeitig als Anode.

Versuchsanordnung. Ich habe zu diesem Zwecke folgende Versuchsanordnung benützt: In einem Glasrohr, dessen Länge 21 cm und dessen Durchmesser 3,5 cm betrug, war mittels zweier Kupferstäbe N (s. Fig. 1) eine Platin-

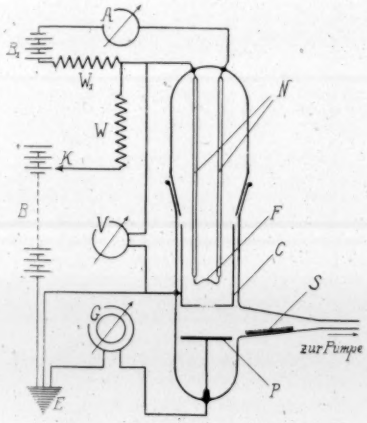


Fig. 1.

folie F befestigt, die als Anode diente und mit Hilfe einer Akkumulatorenbatterie B_1 glühend gemacht werden konnte. Auf dieser Folie ist die Kunsmansche Ionenquelle[1]) aufgetragen, und zwar eine FeK-Oxyd-Mischung; erhitzt emittiert dieselbe positive K-Ionen[2]). Die Folie F befand sich im Innern eines Kupferzylinders C, der als Kathode diente. Im Boden des Zylinders befand sich eine Öffnung mit einem Durchmesser von ca. 10 mm; dieselbe war mit einem sehr feinen Kupfernetz überdeckt. Die Entfernung zwischen der Folie F und der Öffnung war ca. 18 mm. Der Öffnung gegenüber war eine Kupferplatte P in der Entfernung von 18 mm befestigt, die als Auffänger für die positiven Ionen diente. An die Folie F konnte ein bis ca. 850 Volt veränderliches Potential gelegt werden mit Hilfe eines längs einer Akkumulatoren-Hochspannungsbatterie B beweglichen Kontaktes K; der negative Pol dieser Batterie war konstant an Erde gelegt. Der Zylinder C (Kathode) stand ebenfalls konstant mit Erde in Verbindung; ebenso lag die Auffängerplatte P über einen Galvanometer G (Typ Hartmann & Braun, Empfindlichkeit ca. 6×10^{-11} A.) dauernd an Erde. Zwischen Anode und Kathode war ein Voltmeter V eingeschaltet, das die Spannungsdifferenz zwischen denselben und folglich auch die Energie der Ionen, mit der diese auf den Auffänger fielen, anzeigte.

In dem etwas erweiterten, seitlich zu den Pumpen führenden Verbindungsrohre befand sich eine Eisenplatte S von denselben Dimensionen wie die Auffängerplatte; sie war mit einer feinen Platinfolie bedeckt, auf welcher das zu untersuchende Salz aufgetragen war. Mittels eines von außen wirkenden Elektromagneten konnte diese Scheibe S entweder auf die Platte P gelegt oder aber von dieser zurück in das seitliche Rohr entfernt werden. Auf diese Weise konnte man unter ganz genau gleichen Versuchsbedingungen entweder mit der Metallplatte oder aber dem Salze als Auffänger die Beobachtungen machen.

Das oben genannte seitliche Verbindungsrohr führte zu einem Pumpensystem für Hochvakuum (rotierende Ölluftpumpe nach Gaede — Quecksilberdiffusionspumpe nach Volmer — Quecksilberdiffusionspumpe nach Gaede).

Versuchsresultate. In den hier beschriebenen Untersuchungen habe ich Lithiumchlorid verwendet, um einen Vergleich mit den von Völker (loc. cit.) für dasselbe Salz erhaltenen Resultaten machen zu können. Dieses Salz wurde auf die auf der Eisenscheibe S befestigte Platinfolie aufgetragen und erhitzt, um aus ihm das Wasser zu entfernen, das infolge der hygroskopischen Eigenschaften dieses Salzes immer in kleineren oder größeren Mengen vorhanden ist. Man erhält auf diese Weise eine an der Folie festhaftende und genügend ebene Schicht des Salzes (Dicke ca. 1 mm).

Die mit diesem Salz erhaltenen Resultate sind aus den beiden folgenden Tabellen ersichtlich, die die Beobachtungsresultate zweier Messungsreihen wiedergeben; ich erwähne, daß mehrere solcher Messungsreihen gemacht wurden, die alle denselben Charakter zeigen. Eben-

1) Kunsman, Journ. of Phys. Chem. **30**. 525, 1926; siehe auch E. Badareu, Bull. Fac. d. Stiinte, I, Cernauti S. **4**. 1927.

2) Siehe H. Barton, etc. Phys. Rev., **27**, 739, 1926.

so betone ich nochmals, daß in jeder Reihe die Messung des Auffängerstromes mit Salz als Auffänger unmittelbar vor oder nach der Messung des Auffängerstromes mit Metallplatte als Auffänger bei der gleichen Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode gemacht wurde, so daß die Versuchsbedingungen in beiden Fällen genau die gleichen waren.

Tabelle I.

Spannungsdifferenz zwischen F und C	Galvanometerausschlag in mm Auffänger	
	Metall	Salz
160 V.	205	185
320 „	230	204
470 „	230	227
630 „	275	227
840 „	304	236

Tabelle II.

Spannungsdifferenz zwischen F und C	Galvanometerausschlag in mm Auffänger	
	Metall	Salz
160 V.	106	102
320 „	142	135
470 „	165	153
630 „	175	158
840 „	195	158

In Fig. 2 sind die in den obigen Tabellen enthaltenen Resultate graphisch dargestellt.

Man ersieht daraus, daß der Auffängerstrom im Falle von Salz als Auffänger nicht viel von dem im Falle des Metalles verschieden ist; jedoch ist der erstere immer etwas kleiner als der letztere. Aber auch noch eine andere interessante Tatsache ergibt sich: Der Auffängerstrom, der im Falle des Metallauffängers beobachtet wurde, wächst ununterbrochen mit der an die Elektroden angelegten Spannungsdifferenz, also auch mit der Energie der Ionen, die auf den Metallauffänger auffallen, der Auffängerstrom im Falle des Salzauffängers aber bleibt von einer bestimmten Energie der auffallenden Ionen angefangen — diese entspricht ungefähr 500 Volt Elektrodenspannung — merklich konstant.

Es ist außerdem beobachtet worden, daß, je länger die Zeit ist, in der sich das Salz im Hochvakuum befand, umso kleiner wird die Differenz zwischen dem Werte des Salz-Auffängerstromes und dem des Metall-Auffängerstromes (der letztere zeigt keine Änderung mit der Zeit). Dadurch ist jedenfalls deutlich gezeigt, daß je trockener das Salz ist, umso ähnlicher ist es in seinem Verhalten gegenüber dem Metalle, was die durch positive Ionenstöße hevorgerufenen Wirkungen anbetrifft.

Die oben erhaltenen Resultate stehen in einem offenen Gegensatze zu den von Völker mitgeteilten. Derselbe hat unter den speziellen Versuchsbedingungen seiner Arbeit Auffängerströme des Lithiumchlorids erhalten, die nur einen sehr kleinen Bruchteil des Metall-Auffängerstromes ausmachten.

Um jeden Zweifel auszuschalten, habe ich mit der oben beschriebenen Apparatur einige Versuche unter den Versuchsbedingungen Völkers ausgeführt, und zwar in Luft bei einem Drucke von einigen Zehnteln mm Hg. Als

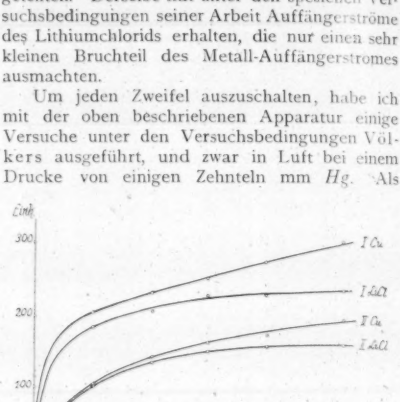


Fig. 2.

Anode diente auch jetzt die Folie F (jedoch nicht erhitzt), als Galvanometer G ein solches mit einer viel geringeren Empfindlichkeit (ca. 4×10^{-8} A. mit Shunt, der die Empfindlichkeit noch mehr herunterzusetzen gestattete).

Die hier erhaltenen Resultate waren in voller Übereinstimmung mit den von Völker erhaltenen, und zwar: Der im Falle von Lithiumchlorid beobachtete Auffängerstrom war zwanzig- und noch mehrmal kleiner als der Metall-Auffängerstrom unter denselben Bedingungen; so gab z. B. bei einer Elektrodenspannung von 462 Volt der Kupferauffänger einen Strom von 100 mm Galvanometerausschlag, der Salzauffänger jedoch nur 5 mm; bei einer Spannung von 560 Volt entsprachen in einer anderen Messungsreihe dem Metall-Auffängerstrom 400 mm Ausschlag, während die Lithiumschicht als Auffänger nur 19 mm gab.

Die Ursache des großen Unterschiedes in der Größe des Auffängerstromes im Falle von Salz zu dem im Falle von Metall im Hochvakuum einerseits und bei Drucken, bei denen Völker arbeitete andrerseits, liegt meiner Ansicht nach wohl größtenteils in dem großen Unterschiede in der Stärke der in beiden Fällen gebrauchten Ströme oder besser gesagt, der

Dichte dieser Ströme. Nach den Ansichten von Völker besteht die Wirkung der auf Salze auffallenden Kanalstrahlen darin, daß sie unter anderem das Austreten einer größeren Menge positiver Ionen aus dem Salze verursachen; dadurch wird die Stärke des Auffängerstromes in dem Falle, wo der Auffänger mit einem Salze bedeckt ist, stark vermindert. Schließt man sich diesen Ansichten Völkers an, so kann man auf Grund der oben geschilderten Versuche annehmen, daß die Emission positiver Ionen aus Salzen im Verhältnis zu dem sie hervorrufenden Ionenstrom umso kleiner ist, je kleiner die Stromdichte des letzteren ist.

Im übrigen kann man dies im allgemeinen auch durch ein Studium der Tabellen IX—XV in der erwähnten Arbeit Völkers feststellen. Man erkennt daraus, daß für eine bestimmte Energie der Kanalstrahlen die Emission positiver Elektrizität aus Lithiumchlorid umso größer ist, je größer die Dichte des die Emission hervorrufenden Stromes ist.

Die beobachtete Erscheinung, daß der Auffängerstrom im Falle von Salz als Auffänger von ca. 500 Volt angefangen einer Sättigung zustrebt, kann man auf Grund der von Völker festgestellten Tatsache leicht erklären, daß bei dieser Spannung jene Emission positiver Ionen beginnt, die mit wachsender Energie der auffallenden Ionen zunimmt.

Ob der beobachtete Zusammenhang zwischen der Dichte des auf das Salz auffallenden Stromes positiver Ionen einerseits und dem Verhältnis des sekundären Stromes positiver Ionen aus dem Salze zu dem ihn hervorrufenden erstgenannten Strome andrerseits, ein direkter ist, oder ob er nicht etwa durch sekundäre Erscheinungen bedingt ist, darüber sollen weitere Versuche entscheiden.

Cernăuți (Rumänien), Institut f. Experimentalphysik, Juni 1927.

(Eingegangen 18. Juni 1927.)

Zur Ionenbeweglichkeit in Gasmischungen.

Von Herbert Mayer.

Der Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem und trockenem Wasserstoff.

Durch neuere Messungen der Ionenbeweglichkeit in Gasmischungen wurden zwei wichtige Tatsachen festgestellt:

a) In gewissen Fällen findet eine starke selektive Beeinflussung der Beweglichkeit der Ionen statt, derart, daß die Beweglichkeit einer der beiden Ionenarten eine plötzliche starke Verminderung oder Vergrößerung erfährt. Hierher gehören vor allem die Ergebnisse von H. Mayer[1], welche zeigen, daß kleine Mengen des stark elektronegativen Chlors die Beweglichkeit der negativen Ionen in Sauerstoff stark, die der positiven jedoch nur wenig herabsetzen. Loeb[2] konnte zeigen, daß eine ähnliche Erscheinung beim positiven Ion in Wasserstoff beobachtet werden kann, wenn kleine Mengen Äther hinzugefügt werden. Eine plötzliche Vergrößerung der Beweglichkeit des positiven Ions in Wasserstoff beobachtete Loeb[3], wenn Spuren von Ammoniak in demselben vorhanden waren. Schließlich gehören hierher auch Loeb's[4] Ergebnisse in Luft-Chlorwasserstoff-Mischungen, die ebenfalls eine weitaus stärkere Beeinflussung der Beweglichkeit des negativen als der des positiven Ions zeigen.

b) Die Beweglichkeit der negativen Ionen wird in gewissen Fällen deutlich kleiner als die der positiven; dies wurde sowohl von Loeb[4], als auch von Mayer[1] beobachtet.

Beide Tatsachen, besonders aber die letztere, scheinen geeignet, zur Lösung der Frage nach dem polaren Unterschied der Ionenbeweglichkeiten und dem Zusammenhang derselben mit der Natur der Ionen beizutragen. In Verfolgung dieses Gedankens hat Verfasser es unternommen, den Einfluß von Chlor auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem und trockenem Wasserstoff zu untersuchen; denn es war zu erwarten, daß in Anbetracht des großen Unterschiedes im Charakter der beiden Gase, in ihrem Atomgewicht und schließlich in den Werten ihrer Ionenbeweglichkeiten die im Falle einer Sauerstoff-Chlormischung beobachteten Erscheinungen mit größerer Stärke und Schärfe eintreten würden.

Methode und Apparat, die für diese Messungen gebraucht wurden, sind an anderer Stelle[5] beschrieben. Es muß bloß hinzugefügt werden, daß die Ebonitisolation der Sammelplatte C durch eine Bernsteinisolation ersetzt wurde.

Neuerdings ist an dieser Methode — es ist die Franck-Pohl-Modifikation der Rutherfordschen Wechselfeldmethode mit statischem Wechselfeld — vielfach Kritik geübt worden [Loeb[6], Zimmerschied[7]], und zwar richtet sich dieselbe vor allem gegen den Gebrauch des Netzes, welches die Felder des Hilfs- und des Meß-

1) Mayer, H., Physik. Zeitschr. **27**, 513, 1926.
2) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 617, 1926.
3) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 677, 1926.
4) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 35, 1926.
5) Mayer H., Physik. Zeitschr. **27**, 513, 1926; siehe auch Mayer, H., Dissert. Cernăuți. 1926.
6) Loeb, L. B., Journ. Frank. Inst. **196**, 537 u. 771, 1923.
7) Zimmerschied, Ch., Phys. Rev. **21**, 721, 1923.

kondensators scheidet. Nähere Untersuchung zeigt, daß infolge des Durchgriffes die Trennungsebene der beiden Felder nicht mit der Ebene des Netzes zusammenfällt; je verschiedener die Felder, umso stärker die Verschiebung der ersteren gegen letztere.

In der genannten Methode hat diese Erscheinung zwei Folgen: a) Den sog. asymptotischen Fuß der Stromspannungskurven, d. h. dieselben schneiden die Spannungsachse nicht scharf, sondern nähern sich ihr asymptotisch (siehe Fig. 4, Kurve V) was seinerzeit zu verschiedenen Deutungen Anlaß gab. b) In der Formel

$$k = c\,\frac{d^2 \cdot N}{V} \cdot \frac{p}{760}\ \mathrm{cm/sec}\ V/\mathrm{cm}, \qquad (1)$$

die bei Gebrauch dieser Methode zur Berechnung der Beweglichkeit dient und in welcher c eine vom Kommutator abhängige Konstante, N die Zahl der Umdrehungen des Kommutators pro sec, V die durch den Schnitt der Stromspannungskurven mit der Spannungsachse gegebene Grenzspannung und p den Druck des Gases in mm Hg bedeutet, ist d der Weg, den die Ionen unter Einfluß dieser Grenzspannung während der Dauer eines Feldwechsels zurücklegen; er wird in den Berechnungen der Entfernung Netz—Sammelplatte gleichgesetzt. Da aber, wie oben erwähnt, infolge des Durchgriffes die Trennungsebene von Hilfs- und Meßfeld nicht zusammenfällt mit der Netzebene, d. h. die Ionen bei Beginn der Phase des sie gegen die Sammelplatte C tragenden Meßfeldes nicht von dem Netze, sondern von der Trennungsebene der beiden Felder ausgehen, so ergibt sich daraus ein Fehler in den Beweglichkeitswerten. Denn diese Trennungsebene liegt, wenn das Hilfsfeld größer ist als das Meßfeld etwas über der Netzebene und die Entfernung d ist in diesem Falle in Wirklichkeit kleiner als die in die Formel eingesetzte Entfernung Netz—Sammelplatte, der berechnete Beweglichkeitswert daher zu groß, um so mehr, als d in die Formel in der zweiten Potenz eingeht. Der Fehler hat den entgegengesetzten Sinn, wenn das Hilfsfeld kleiner ist als das Meßfeld. Wie leicht einzusehen, ist er umso größer, je größer der Unterschied der beiden Felder ist; er verschwindet, wenn beide Felder (in Volt pro cm) gleich, d. h. ihr Verhältnis gleich der Einheit ist, denn in diesem Falle neutralisieren sich die einander entgegengesetzten Durchgriffe beider Felder durch das Netz.

Dazu kommt noch, daß während der Messungen bei Aufnahme einer Stromspannungskurve das Hilfsfeld konstant gehalten werden muß, das Meßfeld jedoch sukzessive vergrößert wird, so daß der Durchgriff von seiten des Meßfeldes immer größer wird, was eine Verschiebung der Punkte der Stromspannungskurve von ihren wahren Lagen, die sie bei konstantem d hätten, bewirkt. Dadurch wird die Neigung der Stromspannungskurven gegen die Spannungsachse geändert. Kann man Punkte der Kurve, welche der Achse nahe liegen, aufnehmen, so ist die aus letzterem sich ergebende Verschiebung des Schnittes der Kurve mit der Spannungsachse — er bestimmt die Grenzspannung V in Formel (1) — minimal und daher zu vernachlässigen. Technische Bedingungen gestatten es aber nicht immer, das Hilfsfeld der Grenzspannung gleich zu machen. Infolge des asymptotischen Fußes, der nach Loeb[1]) nur in diesem Falle verschwindet, dürfen jedoch die der Spannungsachse naheliegenden Punkte beim Ziehen der Stromspannungskurve nur mit Vorsicht verwendet werden; auch hierin liegt eine durch den Durchgriff verursachte Fehlerquelle.

Es könnte demnach scheinen, daß der absolute Wert der mit dieser Methode gewonnenen Resultate infolge des Durchgriffes eine starke Einbuße erleidet, wie es auch aus den von Loeb[2]) mitgeteilten Werten hervorzugehen scheint [siehe auch Laporte[3])]. Dem ist jedoch keineswegs immer so, wie das Folgende zeigen soll:

Vor allem ist klar, daß der Einfluß des Durchgriffes umso stärker sein wird, je größer die Öffnung der Maschen des Netzes ist. Loeb hat bei seinen Versuchen als Netz eine 0,35 mm dicke Platte verwendet, die pro qcm 9 Öffnungen mit einem Durchmesser von je 2,3 mm, also relativ groß, hatte. Es ist anzunehmen, daß in diesem Falle der Durchgriff bedeutend war und daher sind die starken Schwankungen der Beweglichkeitswerte, die er beobachtete, erklärlich. Verwendet man dagegen ein engmaschiges Netz, so ist der Durchgriff zweifellos kleiner; Franck[4]) verwendete ein Netz, das bei einer Drahtdicke von 0,3 mm 120 Maschen pro qcm hatte, so daß die Öffnungen nur 0,6 mm Durchmesser hatten; bei Rothgießer[5]), die ein Netz mit einer Drahtdicke von 0,2 mm und 90 Maschen pro qcm verwendete, ergibt sich der größere Öffnungsdurchmesser von ca. 1 mm. Daß in diesen Fällen der störende Einfluß des Durchgriffes bedeutend kleiner war als in Loebs Messungen ergibt sich aus einer von Rothgießer[6]) gegebenen Tabelle, wo eine Erhöhung des Hilfsfeldes auf das Doppelte den Beweglichkeitswert nur um ca. 2 Proz. änderte, während in Loebs Versuchen dieselbe Variation des Hilfsfeldes

1) Loeb, L. B., Journ. Frankl. Inst. **196**, 557, 1923.
2) Loeb, L. B., Journ. Frankl. Inst. **196**, 771, 1923.
3) Laporte, M., Dissert. Paris 1927 (p. 80).
4) Franck, Verh. d. d. phys. Ges. **5**, 69, 1907.
5) Rothgießer, Dissert. Freiburg 1913.
6) loc. cit. p. 31.

eine Änderung der Beweglichkeitswerte um ca. 5 bis 6 Proz. verursachte. In den Messungen des Verfassers ist der Einfluß des Durchgriffes zweifellos zu vernachlässigen; das ergibt sich einerseits daraus, daß das verwendete Netz bei einer Drahtdicke von 0,1 mm pro qcm 1600 Maschen hatte, was einem Öffnungsdurchmesser von nur 0,15 mm pro Masche entspricht; andererseits hat Verfasser seinerzeit vor den ersten Messungen in Sauerstoff bei Prüfung des Apparates durch Versuchsmessungen der Beweglichkeit der Ionen in Luft auch das Hilfsfeld variiert, jedoch bei einer Erhöhung desselben auf das Doppelte keine merkliche Änderung in den Beweglichkeitswerten feststellen können, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht:

Tabelle I[1].

Negatives Ion in trockener Luft.

Hilfsfeld in V/cm	$k_{neg.\,760}$	Temp.
0,6	2,02	19° C
1,0	2,02	20° „
1,2	2,02	20° „

Ferner hat Verfasser in feuchter Luft bei sonst ungeänderten Versuchsbedingungen kleinere Beweglichkeitswerte für die negativen Ionen in Luft gefunden und zwar bei ca. 50—60 Proz. Feuchtigkeit 1,78 cm/sec V/cm, die denen mit anderen Apparaten und Methoden gefundenen (bei ungef. gleichem Feuchtigkeitsgehalte) sehr nahe liegen. Schließlich muß erwähnt werden, daß in allen Messungen das Hilfsfeld kleiner als die Grenzspannung des Meßfeldes war, so daß ein eventueller Einfluß des Durchgriffes eine Verkleinerung der Beweglichkeitswerte hätte verursachen müssen.

Es schien dem Verfasser notwendig, dies zu betonen; denn die Beweglichkeitswerte, die derselbe für Ionen in Luft, Sauerstoff und Wasserstoff erhalten hat, sind höher als die meisten der bisher mit derselben oder mit anderen Methoden gefundenen Werte. Auf Grund des Vorhergehenden darf dies jedoch keineswegs als ein Effekt des Durchgriffes angesehen werden, vielmehr ist es auf die sorgfältige Trocknung und den hohen Reinheitsgrad der verwendeten Gase zurückzuführen. Dies folgt noch deutlicher aus den unter II mitgeteilten Resultaten.

Der Wasserstoff, der für die Messungen verwendet wurde, wurde elektrolytisch in dem von G. Niese[2]) beschriebenen Apparat hergestellt; sein Reinlichkeitsgrad ist daher als recht hoch anzusehen. Vor Einführen des Gases in den Meßapparat wurde derselbe und ebenso das ganze Trockenröhrensystem samt dem Trockengefäß mit Hilfe einer Quecksilberdiffusionspumpe (nach Volmer) bis auf Röntgenstrahlenvakuum bei gleichzeitiger Erwärmung der Gefäßwände evakuiert. Dann wurde der Meßraum und das Trockensystem mit Wasserstoff bis ungefähr auf Atmosphärendruck gefüllt, dann wieder ausgepumpt und dieser Vorgang 4—5 mal wiederholt. Vor der letzten Füllung wurde der Wasserstoff mehrere Stunden in dem Trockengefäß der Wirkung von P_2O_5 ausgesetzt, und erst dann in den eigentlichen Meßraum eingelassen. In demselben befanden sich auf Platte A und B (siehe Fig. 1, loc. cit.) je drei mit P_2O_5 gefüllte Glasschalen, um die Trocknung des Gases, der Innenwände des Gefäßes und der Innenapparatur möglichst vollkommen zu machen.

Das Chlor wurde im Hoffmannschen Apparat mit Kohlenelektroden elektrolytisch hergestellt. Es wurde vor Einführen in den Meßraum ebenfalls in zwei je 1 m langen Glasröhren, die mit Glaswolle und P_2O_5-Pulver gefüllt waren, mehrere Stunden hindurch getrocknet.

Die Resultate sind folgende: In reinem und trockenem Wasserstoff ergaben sich als Mittelwerte mehrerer Messungen

$$k_{pos.\,760} = 6{,}00 \text{ cm/sec V/cm}$$

$$k_{neg.\,760} = 10{,}07 \text{ cm/sec V/cm}$$

bei einer mittleren Temperatur von 20 C. Die Entfernung Netz—Sammelplatte betrug 3,520 cm, die Höhe des Hilfskondensators 3 cm. Das Hilfsfeld war 0,6 V/cm, die Tourenzahl des Kommutators ca. 75—80 pro min, das Verhältnis Hilfsfeld: Grenzspannung—Meßfeld ca. 0,2. Die folgende Tabelle enthält zum Vergleich einige von anderen Beobachtern erhaltene Werte.

Tabelle II.

Beweglichkeit der Ionen in Wasserstoff.

$k_{pos.\,760}$	$k_{neg.\,760}$	Beobachter
6,02	7,68	Franck u. Pohl[1])
5,53	10,00	Blanc[2])
6,20	8,19	Kovarik[3])
5,91	8,26	Rothgießer[4])
6,07	9,36	Loeb[5])
6,00	10,07	Mayer

1) Franck u. Pohl, Ber. d. d. phys. Ges. **5**, 194, 1907.
2) Blanc, A., Journ. d. Phys. **7**, 825, 1908.
3) Kovarik, A. F., Proc. Roy. Soc. London, (A) **86**, 154, 1912.
4) loc. cit.
5) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 677, 1926.

1) Die Tabelle ist der zit. Arbeit (Dissert.) des Verfassers entnommen; die genaue Übereinstimmung der Werte dürfte zufällig sein, da der Meßfehler 2,5 Proz. beträgt.
2) Niese, G., Physik. Zeitschr. **24**, 12, 1923.

Hierauf wurde mit der Einführung von Chlor begonnen. Die Resultate sind in Tabelle III gegeben; jeder der Werte ist das Mittel mehrerer (mindestens zwei) Messungen; jeder Punkt der Stromspannungskurven ist ebenfalls Mittel von mindestens zwei Messungen der Aufladegeschwindigkeit des Elektrometers. Die mittlere Temperatur während der Messungen war 19° C; das Hilfsfeld wurde zwischen 0,6—1 V/cm variiert, die Entfernung Netz—Sammelplatte betrug 3,520 cm. Die Drucke, bei denen gemessen wurde, lagen zwischen 650—700 mm Hg.

Tabelle III.

Mischungsverhältnis	$k_{pos,\,760}$	$k_{neg.\,760}$
Wasserstoff rein	6,00	10,07
0,3 Proz. Chlor	5,55	5,15
0,9 „ „	5,35	4,60
1,5 „ „	4,95	4,40
3,0 „ „	4,25	4,12

In Fig. 1 sind die Resultate graphisch dargestellt; zum Zwecke des Vergleiches gibt Fig. 2

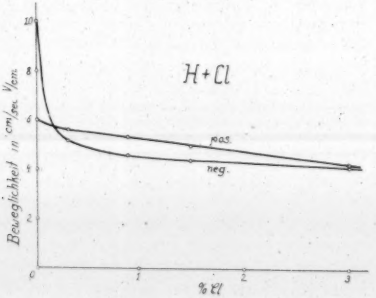


Fig. 1.

die graphische Darstellung der in Sauerstoff-Chlor-Mischungen erhaltenen Resultate.

Wie erwartet, ist der Einfluß, den Chlorspuren auf das negative Wasserstoffion ausüben, ein sehr großer; weniger als 0,2 Proz. drücken seine Beweglichkeit bis auf den Wert der Beweglichkeit des positiven Ions herunter; folgende Vergrößerung der Chlormenge hat einen bedeutend kleineren Einfluß, jedoch bleibt die Beweglichkeit des negativen Ions innerhalb der gemessenen Konzentrationen kleiner als die des positiven. Das positive Wasserstoffion wird in seiner Beweglichkeit bedeutend weniger beeinflußt und stimmen die experimentell gefundenen Werte genügend mit den nach der Loeb'schen[1]) Formel

$$k_c = \frac{k_H \cdot k_{Cl}}{\sqrt{\frac{(100-c)\,k_{Cl}^2 + c \cdot k_H^2}{100}}}$$

berechneten überein.

Es ist kaum nötig, zu erwähnen, daß die erhaltenen Resultate nur im Rahmen einer Cluster-Theorie zu erklären sind. Denn bei einer Menge von 0,1 Proz. Chlor in 99,9 Proz. Wasserstoff, d. h. bei einem Verhältnis der Chlormoleküle zu den Wasserstoffmolekülen 1 : 1000 ist weder die Ionenmasse — die Ionen als monomolekular vorausgesetzt — noch die Mediummolekülmasse, noch die Dielektrizitätskonstante des Mediums merklich verändert; aber nur eine bedeutende Vergrößerung dieser drei Größen vermag im Rahmen einer Theorie des einfachen Ions die beobachtete starke Verminderung der Beweglichkeit zu erklären; außerdem müßte die Verminderung gleich sein für beide Ionenarten und nicht so ausgeprägt polar, wie es sich aus den obigen Resultaten ergibt.

Ein Vergleich der in Wasserstoff-Chlor-

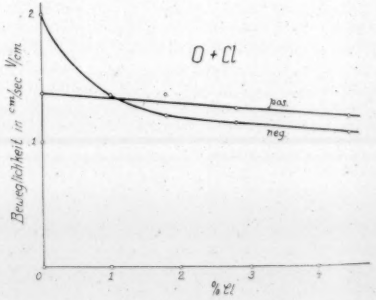


Fig. 2.

Mischungen gefundenen Werte mit den in Sauerstoff-Chlor-Mischungen bestätigt eine seinerzeit ausgesprochene wichtige Tatsache. Die Cluster-Theorie erklärt den polaren Unterschied der Ionen durch die verschiedene Größe der Molekülkomplexe, als welche wir die normalen Ionen ansehen müssen. Die verschiedene Größe dieser Molekülkomplexe, d. h. die größere oder kleinere Zahl der an das geladene Zentrum angelagerten Moleküle ist aber ihrerseits durch die den Komplex zusammenhaltenden Kräfte, d. h. durch die zwischen geladenem Zentrum und neutralen Molekülen wirkenden elektrischen Kräfte bedingt. Dieselben sind verschiedener Natur. Soweit sie auf dielektrischer Polarisation der neutralen Moleküle von seiten des geladenen Kernes beruhen, d. h. durch die Dielektrizitätskonstante

1) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 35, 1926.

bestimmt sind, sind sie für beide Arten von Ionen gleich und daher nicht heranzuziehen zur Erklärung des polaren Unterschiedes der Ionen; dasselbe gilt für jene Fälle, wo die sich anlagernden Moleküle permanente elektrische Dipole sind, wie Wasser- und Chlorwasserstoffmoleküle; ihr permanentes elektrisches Dipolmoment erklärt den schon seit den ersten Beweglichkeitsmessungen bekannten starken Einfluß von Feuchtigkeit auf die Beweglichkeit und ebenso die starke Verminderung der Beweglichkeit beider Luftionen durch Chlorwasserstoffgas. Sind es jedoch Elektroaffinitätskräfte und als solche für beide Ionenarten verschieden, so läßt sich sehr wohl eine Differenz in der Zahl der um den geladenen Kern angelagerten Moleküle verstehen. Dies ist aber gerade in den mitgeteilten Untersuchungen der Fall, wo zwischen den stark elektronegativen Chlormolekülen und negativen Kernen bedeutend höhere Kräfte wirken, als zwischen positiven Kernen und *Cl*-Molekülen.

Es bleibt dabei noch hingestellt, ob es sich hier um Fernkräfte handelt oder aber um Kräfte, die erst bei innigem Kontakt zwischen geladenem Kern und Molekül zu wirken beginnen. Jedenfalls kann die von Busse[1]) gefundene Tatsache, daß die Beweglichkeit positiver Luftionen höher sein kann als die Werte sind, die mit Hilfe jener Theorien berechnet werden, welche das Vorhandensein von Fernkräften als Grundpostulat haben, noch keineswegs diese Frage endgültig entscheiden. Denn erstens wird in jenen Theorien die Größe dieser Kräfte nach der klassischen Elektrizitätslehre berechnet; nun hat sich aber in der letzten Zeit mehrfach gezeigt, daß Gesetze der letzteren in dem Mikrokosmos der Elektronen, Atome und Moleküle nicht immer anwendbar sind; dies folgt ja geradezu aus den experimentellen Erfahrungen Lenards über die Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen, welche sein Hauptargument gegen die Annahme von Fernkräften zwischen Ion und Molekül sind, während doch nach der klassischen Elektrizitätslehre, wie Przibram[2]) sehr treffend bemerkt, „es wohl schwer fallen dürfte, sich vorzustellen, eine geladene Molekel übe auf eine ungeladene, jedoch verschiebliche positive oder negative Ladungen enthaltende Molekel keine elektrostatischen Kräfte aus." Man könnte also mit Rücksicht auf die von Busse gefundenen höheren Beweglichkeitswerte der positiven Luftionen annehmen, daß die Fernkräfte in den oben genannten Theorien nicht richtig in Rechnung gesetzt wurden. Zweitens sind diese Fernkräfte nur durch die Dielektrizitätskonstante bestimmt. Nun zeigen aber gerade die oben mitgeteilten Resultate, daß auch Kräfte vorhanden sind, die nicht durch die Dielektrizitätskonstante bestimmt sind und die vom Vorzeichen der Ladung abhängen. Dasselbe zeigen Resultate von Loeb[1,2]) in Wasserstoff-Ammoniak-Mischungen, Wasserstoff-Äther-Mischungen und Resultate von Erikson[3]) über die Beweglichkeit positiver Acetylenionen in Luft scheinen auch darauf hinzudeuten. Daraus folgt, daß ein Ansatz für die Fernkräfte, der nur die dielektrische Polarisation in Betracht zieht, keineswegs als vollständig angesehen werden kann.

Die in Sauerstoff-Chlor und in Wasserstoff-Chlor erhaltenen Resultate sind in Widerspruch zu Eriksons[4]) Auffassung, daß das normale negative Ion monomolekular, das normale positive Ion bimolekular ist. Denn es dürfte dann zwischen den Beweglichkeitswerten dieser beiden keine Zwischenwerte geben. Nun wurden aber in der *O-Cl*-Mischung deutlich ausgeprägte Zwischenwerte gefunden und es dürften solche auch in der *H—Cl*-Mischung vorhanden sein, nur konnten sie infolge der extremen Empfindlichkeit des Wasserstoffes gegen Chlor nicht festgestellt werden, da die zuerst eingeführte *Cl*-Menge schon zu groß war. Es sei erwähnt, daß die Ergebnisse der Arbeiten Busses[5]) und Laportes[6]) ebenfalls im schärfsten Widerspruch zu Erikons Auffassung stehen.

II. Der Einfluß von Wasserdampf auf die Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen in Sauerstoff.

Es wurde vor kurzem von Laporte[6]) mitgeteilt, daß die Beweglichkeit positiver Ionen in trockenem Sauerstoff kleiner ist als die in mit Feuchtigkeit gesättigtem. Die von ihm gefundenen Werte sind 1,28 cm/sec V/cm in trockenem Sauerstoff und 1,86 in feuchtem. Ebenso steigt die Beweglichkeit der positiven Luftionen nach Laporte mit zunehmendem Feuchtigkeitsgehalte von 1,27 bis 1,47. Diese Resultate stehen nicht nur mit früheren Beobachtungen des Verfassers im Widerspruch, sondern stimmen auch mit von anderer Seite[7]) mitgeteilten Werten nicht überein, wie von Przibram, Lattey, Chattok, Rothgießer, Franck und Busse; nur Blanc findet in Luft ebenfalls eine Beweglichkeitszunahme der positiven

1) Busse, W., Ann. d. Phys. **81**, 587, 1925.
2) Przibram, K., Handbuch d. Phys. Bd. XXII. Berlin.)

1) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 677, 1926.
2) Loeb, L. B., Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 617, 1926.
3) Erikson H. A., Phys. Rev. **28**, 215, 1926.
4) Siehe neuerdings Erikson, H. A., Phys. Rev. **29**, 215, 1927.
5) Busse, W., Ann. d. Phys. **81**, 262 u. 587, 1925.
6) Laporte, M., Dissert. Paris 1927.
7) Eine Zusammenstellung der Werte findet man in der zit. Dissertation von Rothgießer.

Ionen. Da außerdem die Versuchsbedingungen während der einzigen Messung, welche den Wert von 1,86 in gesättigtem Sauerstoff ergab, nach Laportes eigenen Angaben infolge schlechter Isolation recht mangelhaft gewesen zu sein scheinen, hat es Verfasser unternommen, den Einfluß von wachsenden Wasserdampfmengen auf die Beweglichkeit der Ionen in reinem Sauerstoff messend zu verfolgen.

Zu dem genannten Zwecke wurde in das Messinggefäß N (siehe Fig. 1, loc. cit.) in der Höhe des Netzes eine Öffnung gemacht, eine Messinghülse angelötet und in diese ein Glasrohr U von der in Fig. 3 angedeuteten Form eingesetzt und von außen mit weißem Siegellack luftdicht überzogen. In der Kugel K befand sich Wasser, das durch das seitliche Rohr r eingeführt werden konnte. An das Rohr U war ein Glasrohr m von Barometerlänge angeschmolzen; dieses stand mittels eines Gummischlauches G mit einem etwas weiteren Glasgefäß O in Verbindung. Manometerrohr m, Gummischlauch G und Gefäß O wurden bis zu geeigneter Höhe mit Quecksilber gefüllt; durch Heben von O konnte so bei jedem Drucke in N das Rohr U mit Quecksilber gefüllt und auf diese Weise die Verbindung der mit Wasser gefüllten Kugel K mit dem Innenraum des Meßaparates unterbrochen werden. Sollte eine bestimmte Menge H_2O-Dampf in das Gefäß N eingeführt werden, so wurde O gesenkt und das Wasser in der Kugel erwärmt; die Menge der in den Meßraum eingeführten Wasserdämpfe konnte einerseits mit Hilfe des Manometers, welches an N angebracht ist, gemessen werden; andrerseits wurde, um die Meßgenauigkeit zu erhöhen, ein kleines Haarhygrometer (Polymeter nach Lambrecht) auf der Platte B befestigt. Dasselbe wurde vorher in bekannter Weise geeicht. Die Ablesung konnte von außen erfolgen, da das Gefäß N mit einer Glasplatte geschlossen ist.

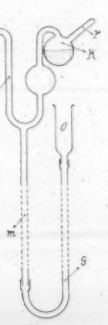


Fig. 3.

Die Messungen erfolgten bei einem Drucke von ca. 536 mm Hg., der möglichst konstant gehalten wurde. Da die erste Messungsreihe das entgegengesetzte Resultat gegenüber den von Laporte mitgeteilten Werten ergab, wurde, um Sicherheit zu gewinnen, noch eine zweite Messungsreihe gemacht. Die Resultate derselben sind in den folgenden Tabellen gegeben; jeder Wert in der zweiten Tabelle ist Mittelwert von je zwei Messungen, während den Werten in der ersten Tabelle nur je eine Messung entspricht. In der ersten Kolonne dieser Tabelle ist die Wasserdampfmenge in Prozenten der in N vorhandenen Gesamtgasmenge gegeben, in der zweiten Kolonne der Partialdruck, den eine prozentuell gleiche Wasserdampfmenge bei einem Gesamtdrucke von 760 mm Hg der in N befindlichen Gasmenge ausüben würde. In der dritten und vierten Kolonne sind die gefundenen Beweglichkeiten, in der fünften die Temperatur, bei der gemessen wurde, und in der sechsten der Gesamtdruck im Meßraum gegeben.

Tabelle IV. (Erste Reihe.)

Wasserdampf in Proz. der Gesamtgasmenge	Partialdruck bei 760 mm	$k_{pos.\ 760}$	$k_{neg.\ 760}$	T	p
0 Proz.	0	1,38	2,11	25° C	566
1,6 „	12,2	1,38	2,00	25° C	539
2,4 „	18,2	1,35	1,85	26,5° C	535
2,5 „	19,0	1,32	1,83	25° C	535
3,0 „	22,8	1,25	1,63	23° C	522

Tabelle V. (Zweite Reihe.)

Wasserdampf in Proz. der Gesamtgasmenge	Partialdruck bei 760 mm	$k_{pos.\ 760}$	$k_{neg.\ 760}$	T	p
0 Proz.	0	1,39	2,11	25,5° C	536
1,8 „	13,6	1,33[1])	1,97[4])	25,5° C	536
2,0 „	15,2	1,28[5])	1,83[2])	24° C	537
2,8 „	21,3	1,26	—	24° C	537
3,2 „	24,3	—	1,67[3])	25° C	526
3,7 „	27,3	1,22	—	25° C	462

Das mittlere Alter der Ionen betrug 0,5 sec; die Entfernung d war bei diesen Messungen 3,00 cm, das Hilfsfeld ca. 3 V/cm. In Fig. 4 sind einige der erhaltenen Stromspannungskurven gegeben. Man bemerkt, daß im Falle der negativen Ionen der asymptotische Fuß nicht vorhanden ist (Kurve II), während er bei den positiven Ionen sehr ausgeprägt ist (Kurve V).

1) Siehe Fig. 4, Kurve I.
2) Siehe Fig. 4, Kurve II.
3) Siehe Fig. 4, Kurve III.
4) Siehe Fig. 4, Kurve IV.
5) Siehe Fig. 4, Kurve V.

Mit zunehmender Feuchtigkeit erhöhten sich auch die Isolationsverluste des Elektrometers; sie wurden für jeden der in den Tabellen gegebenem Feuchtigkeitsgehalte bestimmt und die gemessenen Werte der Aufladegeschwindigkeit des Elektrometers danach korrigiert. Doch erwies sich die Korrektion bis zu ca. 70 Proz. abs. Feuchtigkeit als so klein, daß sie vernachlässigt werden konnte. Um die Genauigkeit noch zu erhöhen, wurde die zur Messung gelangende Aufladezeit des Elektrometers möglichst kurz gewählt, so daß die Isolationsverluste in diesem Zeitintervall möglichst klein waren. Kurve IIIa in Fig. 4 ist eine bei 71 Proz. abs. Feuchtigkeit erhaltene nichtkorrigierte, IIIb die nach den gemessenen Elektro-

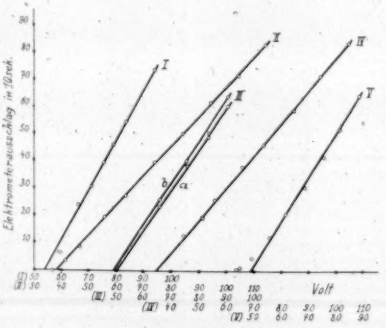


Fig. 4.

meterverlusten korrigierte Stromspannungskurve. Man sieht, daß selbst bei diesem Grade von Feuchtigkeit ein kaum nennenswerter Unterschied in den Schnitten der beiden Geraden mit der Spannungsachse besteht. Bis zur Sättigung konnte nicht gegangen werden, da bei ungefähr 75 Proz. abs. Feuchtigkeit störende Kontaktpotentiale auftraten und auch die Elektrometerverluste plötzlich sehr hoch wurden. Da jedoch bei einem mittleren Drucke von 536 mm *Hg* gearbeitet wurde, entspricht einer prozentuell gleichen Wasserdampfmenge bei einem Gesamtdruck im Meßraum gleich 760 mm *Hg* ein Partialdruck von ca. 25,5 mm *Hg*, d. h. bei 25° C bereits Übersättigung.

Selbst wenn man den absoluten Wert der gegebenen Resultate mit Rücksicht auf den eingangs beschriebenen Effekt des Durchgriffes einer Kritik unterwerfen kann, so gilt dasselbe auf keinen Fall von dem Gang der Beweglichkeitswerte, wie Laporte selbst zugibt. Außerdem ist, wie eingangs gezeigt wurde, bei dem für diese Messungen gebrauchten Netz der Durchgriff klein gewesen, so daß die Differenz zwischen den absoluten Werten und den mitgeteilten, was die genannte Fehlerquelle anbetrifft, zu vernachlässigen ist.

Dasselbe ergibt ein Vergleich mit den von anderen Beobachtern für Luft gefundenen Resultaten; so erhielt Przibram[1]) mit einer Gasstrommethode in mit H_2O-Dampf gesättigter Luft die Beweglichkeitswerte 1,216 für das positive und 1,554 für das negative Ion; Rothgießer[2]) erhielt 1,32 und 1,61, wobei jedoch die Angabe von 100 Proz. als absolute Feuchtigkeit nach ihrer Bemerkung nur bis auf 10 Proz. richtig ist; neuerdings teilten Tyndall und Grindley[3]) den mit einer Abart der Wechselstrommethode erhaltenen Wert von 1,60 für das negative Ion in mit H_2O-Dampf gesättigter Luft mit.

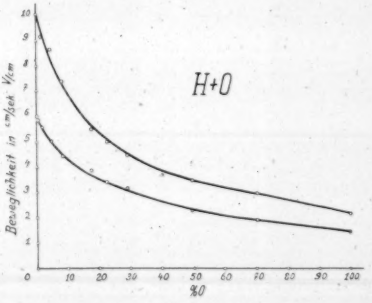


Fig. 5.

III. Beweglichkeit der Ionen in Wasserstoff-Sauerstoff-Mischungen.

Es ist vielleicht von Interesse, mitzuteilen, daß Verfasser zu Vergleichszwecken auch Beweglichkeitsmessungen an positiven und negativen Ionen in Wasserstoff-Sauerstoff-Mischungen variierend von 0 Proz. Sauerstoff bis 100 Proz. gemacht hat. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle enthalten und in Fig. 5 graphisch dargestellt. Die gefundenen Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut mit den nach der von Blanc[4]) gegebenen Mischungsformel

$$k_c = \frac{100 \cdot k_H \cdot k_O}{(100 - c)\, k_O + c \cdot k_H}$$

berechneten überein, wie man aus der Tabelle VI ersieht.

1) Przibram, K., Wien. Ber. (IIa) **118**, 1419. 1909.
2) loc. cit.
3) Tyndall u. Grindley, Proc. Roy. Soc. **110**. 341. 1926.
4) Blanc, A., Journ. phys. **7**. 825, 1908.

Tabelle VI.

Mischungsverhältnis	gemessen		berechnet nach Blanc	
	$k_{pos.}$ 760	$k_{neg.}$ 760	$k_{pos.}$ 760	$k_{neg.}$ 760
Wasserstoff rein	6,00	10,04		
1 Proz. Sauerstoff	—	10,00	5.8	9.6
2,2 „ „	5,6	9.3	5.6	9.2
4.5 „ „	5,05	8.7	5.2	8.7
8.3 „ „	4.5	7.4	4.7	7.7
18.2 „ „	3.9	5.5	3.8	5.9
22.5 „ „	3.4	5.0	3.45	5.3
29.0 „ „	3.2	4.5	3.0	4.7
49.3 „ „	2.5	3.5	2.3	3.4
70.0 „ „	1.97	2.98	1.82	2.70
99.3 „ „	1.44	2.15	1.40	2.05

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Experimentalphysik an der Czernowitzer (Rumänien) Universität ausgeführt. Herrn Professor E. Badareu, der hierfür in liebenswürdigster Weise die Hilfsmittel des Institutes zur Verfügung stellte und die Arbeit mit Interesse verfolgte, sage ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank.

Cernăuți, 3. August 1927.

(Eingegangen 8. August 1927.)

BESPRECHUNGEN.

F. R. Lipsius, Wahrheit und Irrtum in der Relativitätstheorie. 8°. VII und 157 S. Tübingen, J. C. B. Mohr. 1927. Geh. M. 7.50.

Der Verfasser hat schon vielfach vom philosophischen Standpunkt Stellung zu der Einsteinschen Relativitätstheorie genommen und setzt sich in der vorliegenden Schrift erneut mit ihr auseinander, indem er die neuen experimentellen Ergebnisse und theoretischen Untersuchungen mit zu verwerten sucht. Im Vorwort kennzeichnet er seinen Standpunkt durch die Worte: „Die Naturwissenschaft dürfte nicht, wie dies leider zuweilen der Fall ist, geschützt durch den Panzer ihrer mathematischen Geheimsprache, jeden Versuch einer philosophischen Kritik ihrer Begriffe und Theorien unwillig von sich abwehren, und die Philosophie sollte nicht auf einem Schein bestehen, der gleich dem Papiergeld des alten Reiches durch die Umwälzung seinen Wert verloren hat.“ Deshalb „bedarf es ... des beiderseitigen Willens zur Verständigung.“

Nach einer Einleitung, die einen historischen Rückblick auf den Streit zwischen Gegnern und Anhängern der Relativitätstheorie enthält, behandelt Verfasser sein Thema in 4 Kapiteln: Die spezielle Relativitätstheorie, Äther und Materie, die Relativierung der Kausalität, die allgemeine Relativitätstheorie. Den Schluß bildet ein Literaturverzeichnis, das eine große Zahl einschlägiger Schriften anführt.

Es ist die Frage, ob der Verfasser seinem im Vorwort betonten versöhnenden Standpunkt gerecht geworden ist. Dazu ist zu sagen, daß man überall das eifrige Bemühen feststellen kann, in das Verständnis der Gedankengänge der Relativitätstheorie mit gutem Erfolge einzudringen und sie zu würdigen. Und doch wird all dies zunichte gemacht durch den Dogmatismus, mit dem der Verfasser an dem euklidischen Raum und der einen überall gültigen Weltzeit festhalten zu müssen glaubt. Referent kann nicht anerkennen, daß der Versuch, diesen Standpunkt mit den physikalischen Tatsachen in Einklang zu bringen, gelungen ist. Zwar ringt sich die Arbeit zu einer Auffassung des Weltgeschehens durch, die gar nicht so weit von der in der Physik herrschenden verschieden ist; das ist aber nur dadurch möglich, daß sie Unklarheiten, Halbheiten und Widersprüche in Kauf nimmt. So sagt sie zum Beispiel Seite 27: „Aus der allgemeinen Relativitätstheorie läßt sich ... vielleicht ein physikalisch haltbarer Kern herausschälen“ und Seite 117: „Winternitz ... gibt damit zu, daß die allgemeine Relativitätstheorie für unser naturwissenschaftliches Weltbild ohne Bedeutung ist.“ Im einzelnen diese Widersprüche noch weiter hier anzuführen, hieße den Rahmen des Berichtes überschreiten. Man kann sich aber nach eingehender Durchsicht des Buches nicht gegen den Eindruck verschließen, als ob es geradezu den Beweis erbrächte, daß die neuen physikalischen Tatsachen nicht mit den alten Anschauungen von Raum und Zeit in widerspruchsfreien Einklang gebracht werden können, daß diese, um mit dem Verfasser zu reden, eben tatsächlich zu dem entwerteten Papiergeld gerechnet werden müssen. Es wäre zu hoffen, daß der Verfasser, der sonst vorurteilsfrei genug an seine Arbeit herangeht, dies erkennt und nicht zu den Schwierigkeiten, die sich augenblicklich noch der einheitlichen Deutung des Weltgeschehens entgegenstellen, künstlich eine weitere hinzufügt.

Reichenbächer.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität München (nicht Erlangen, wie in Nr. 17 angegeben) Dr. Rudolf Geiger für Meteorologie und Klimatologie.

Berufen: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Zürich Dr. Erwin Schrödinger in gleicher Eigenschaft an die Universität Berlin, der Privatdozent für theoretische Physik an der Universität Göttingen Dr. F. Hund zum a. o. Professor für theoretische Physik an die Universität Rostock.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Berlin Geheimer Regierungsrat Dr. Ferdinand Kurlbaum.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.